D. DASCĂLU
M. PROFIRESCU
A. RUSU
I. COSTEA

DISPOZITIVE ȘI CIRCUITE ELECTRONICE

EDITURA DIDACTICĂ ȘI PEDAGOGICĂ BUCUREȘTI–1982

Lucrarea a fost analizată și aprobată de colectivul Catedrei de dispozitive, circuite și aparate electronice, de Consiliul profesoral al Facultății de Electronică și Telecomunicații și de Biroul Senatului Institutului Politehnic București.

Redactor: ing MONICA URSEA
Tehnoredactor: ION MIREA
Grafician: VICTOR WEGEMAN

PREFAȚĂ

Lucrarea de față reprezintă cursul de Dispozitive și circuite electronice predat la anii II și III ai Facultății Electronică și Telecomunicații (ingineri). Acest curs apare pentru prima oară în forma sa completă. El a fost elaborat de un grup de cadre didactice din Catedra de dispozitive, circuite și aparate electronice a Institutului Politehnic București. Contribuția autorilor, este următoarea: conf. dr. ing. D. Dascălu — capitolele 1, 5 (parțial), 6, 9, 12, 13, 14, 16, 17; ș.l. dr. ing. A. Rusu — capitolele 2, 3, 4, 7, 10; ș.l. dr. ing. M. D. Profirescu — capitolele 8, 11, 15; ș. l. dr. ing. I. Costea — capitolul 5 (parțial).

Cursul „Dispozitive și circuite electronice" prezintă fenomenele fizice care stau la baza principalelor dispozitive semiconductoare, comportarea acestor dispozitive în circuite, precum și circuitele de bază care realizează anumite funcții electronice.

Conceptul de model de circuit al dispozitivului *este esențial. Acest model este puntea strict necesară care duce de la înțelegerea fenomenelor electronice în semiconductoare la înțelegerea fenomenelor electrice din circuitele electronice.*

O altă idee importantă este aceea a strînsei interdependențe dispozitiv — circuit. Un circuit bine conceput maschează „defectele" dispozitivului semiconductor și îi exploatează „calitățile". Dispersia parametrilor de la un exemplar la altul și depedența acestor parametri de condițiile de funcționare sînt într-adevăr defecte majore ale dispozitivelor semiconductoare. Este interesant că unele din aceste defecte apar atenuate în circuitele integrate.

Circuitele integrate ca atare nu fac obiectul cursului de față. S-a urmărit însă ca prezentarea modelelor și a circuitelor elementare să pregătească înțelegerea schemelor de circuite integrate.

*

Autorii apreciază contribuția întregului colectiv de cadre didactice care lucrează la „Dispozitive și circuite electronice" la înnoirea continuă a acestei discipline. Observațiile colegilor de catedră și în special ale ș.l. dr. ing. Anca Manolescu și ș.l. ing. I Mihuț au fost de o reală utilitate.

AUTORII

TABLA DE MATERII

Anexe

Capitolul 1

INTRODUCERE

1.1. OBIECTUL CURSULUI

Cursurile „Dispozitive şi circuite electronice" şi „Circuite integrate", predate succesiv în patru semestre, asigură cunoaşterea bazelor electronicii.

Manualul de faţă acoperă disciplina „Dispozitive şi circuite electronice".

● **Dispozitivele electronice** *sînt acele componente ale circuitelor electrice a căror comportare se bazează pe controlul mişcării purtătorilor de sarcină în corpul solid, în gaze sau în vid.* Aproape toate dispozitivele electronice folosesc conducţia în corpul solid, de regulă în semiconductoare.

Termenul de „electronic" este asociat **mecanismului electronic de conducţie electrică.**

În tuburile electronice conducţia are loc prin deplasarea electronilor în vid, între electrozi metalici pe care se aplică o diferenţă de potenţial. Vidul este de fapt un gaz foarte rarefiat, în care parcursul liber mijlociu al electronilor este mult mai mare decît distanţa între electrozi.

În semiconductoare natura conducţiei este, după cum se va vedea în capitolul 2, tot electronică. Aici fenomenele sînt însă ceva mai complexe. Se apelează la o descriere mai intuitivă care foloseşte, alături de conceptul de *electron liber* în corpul solid, şi conceptul de *gol* — particulă fictivă care poartă o sarcină egală dar de semn opus cu a electronului şi se poate deplasa sub acţiunea cîmpului electric.

În definiţia de mai sus a dispozitivului electronic se foloseşte termenul de **control.** Este vorba de fapt fie de *controlul mişcării purtătorilor de sarcină,* fie de *controlul injecţiei de purtători de sarcină* în zona activă a dispozitivului.

Acest control se poate exercita *prin cîmpul electric* care apare datorită unei diferenţe de potenţial. În felul acesta tensiunea aplicată din exterior controlează mărimea curentului electric care curge prin dispozitiv şi este extras la borne.

Controlul mărimii curentului poate fi realizat şi pe altă cale, şi anume *prin efectul unui flux luminos* asupra numărului de purtători de sarcină dintr-o anumită zonă a dispozitivului electronic. Acesta este cazul particular al dispozitivelor optoelectronice.

● Relativ recent, în electronică au început să se folosească **dispozitive cu corp solid** al căror principiu de funcţionare este mult diferit de cel prezentat mai sus. Cele mai importante sînt :

— *dispozitivele dielectrice cu undă de suprafaţă* (care se bazează pe propagarea unei unde de vibraţie în stratul de suprafaţă al unui dielectric, sub controlul unor electrozi metalici depuşi pe această suprafaţă) ;

— *dispozitivele cu bule magnetice* (care folosesc o rețea de mici domenii de magnetizare formate individual, separat, în corpul solid).

● *Circuitele electrice care folosesc dispozitive electronice se numesc* **circuite electronice.**

Rațiunea de a exista a acestora este de a realiza anumite **funcții electronice** specifice. Ca exemple de astfel de funcții vom cita pe acelea care fac obiectul cursului nostru:

— *amplificarea;*
— *generarea de oscilații armonice;*
— *redresarea;*
— *stabilizarea tensiunii;*
— *modularea;*
— *demodularea (detecția).*

Funcțiile electronice pot fi asociate la două categorii mari de **aplicații:**

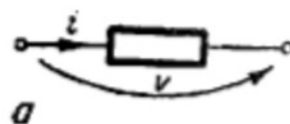
— *controlul și conversiunea energiei;*
— *prelucrarea sau transmiterea semnalelor electrice purtătoare de informație.*

Circuitele de redresare sînt un exemplu din prima categorie (transformă puterea electrică de curent alternativ în putere de curent continuu). Circuitele de modulare sînt un exemplu din categoria celor ce prelucrează informația. Distincția nu poate fi absolută deoarece aspectul „energetic" și cel „informațional" se întrepătrund. Într-un amplificator, de pildă, este important ca *forma* semnalului să nu fie distorsionată (pentru a nu pierde din informația conținută în semnalul original). Dar tot atît de important este ca *puterea* semnalului la ieșire să fie mult mai mare decît cea a semnalului de la intrare.

1.2. PROPRIETĂȚILE DISPOZITIVELOR ELECTRONICE

Dispozitivele electronice pot fi privite ca elemente ale circuitelor electrice. Acestea sînt de regulă circuite filiforme în regim cvasistaționar. Ca urmare, mărimile electrice care apar la interfața dintre dispozitivul electronic și circuit sînt curenți electrici și tensiuni electrice.

Dacă dispozitivul electronic (fig. 1.1, *a*) are numai două borne (electrozi, terminale), atunci el este caracterizat de legătura care există între curentul care îl străbate, i, și tensiunea aplicată între cele două borne, v. Dacă în dependența $i = i(v)$ timpul nu apare în mod explicit, atunci ea este o *caracteristică statică*. Dacă în această dependență apare și timpul: $i = i(v; t)$, înseamnă că dipolul respectiv poate stoca energie. Caracteristica statică nu mai este suficientă pentru a descrie dispozitivul și sînt necesare modele mai complicate (circuitul echivalent este un astfel de model).



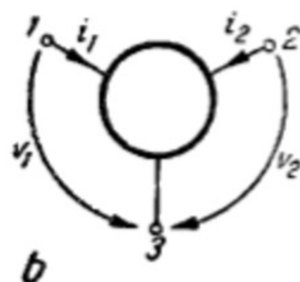


Fig. 1.1

Dispozitivul electronic cu trei borne (fig. 1.1, *b*) poate fi descris prin relațiile care există între patru mărimi electrice: doi curenți (i_1 și i_2) și două tensiuni (v_1 și v_2). Se observă ușor că al treilea curent se obține în funcție de ceilalți doi, deoarece suma algebrică a curenților care intră în dispozitiv este nulă (o proprietate analoagă este valabilă pentru tensiuni).

Caracteristicile statice care descriu complet funcţionarea acestui dispozitiv cu trei borne sînt două funcţii de două variabile, de pildă:

$$i_1 = i_1(v_1, v_2); \quad i_2 = i_2(v_1, v_2). \tag{1.1}$$

Este interesant de remarcat că *în majoritatea cazurilor proprietăţile de interes ale dispozitivelor electronice pot fi descrise cu referire la caracteristicile statice.*

● O primă proprietate a dispozitivelor electronice este **caracterul lor neliniar.** *Toate dispozitivele electronice au caracteristici statice neliniare.* Caracteristica neliniară a diodei semiconductoare, de pildă, permite redresarea unui semnal alternativ. Există şi alte funcţii electronice care se bazează pe neliniaritatea caracteristicilor dispozitivelor electronice. În alte situaţii neliniaritatea este însă supărătoare şi se evită alegînd pentru funcţionare porţiuni aproximativ liniare ale caracteristicilor.

● O a doua proprietate este **caracterul parametric al unor dispozitive electronice.** Un anumit parametru al dispozitivului poate fi controlat electric. Rezistenţa tranzistorului cu efect de cîmp între sursă şi drenă poate fi controlată de tensiunea continuă aplicată între poartă şi sursă. Această rezistenţă controlată poate fi folosită în reglajul automat al amplificării. O joncţiune *pn* polarizată invers se comportă ca o capacitate electrică a cărei mărime este controlată de tensiunea continuă aplicată la borne*. Această proprietate poate fi utilizată pentru modificarea pe cale electrică a frecvenţei de rezonanţă a unui circuit *LC*.

● O a treia proprietate importantă pe care o prezintă *unele* dispozitive electronice este **caracterul lor activ.**

Numim *dispozitive electronice active* acele dispozitive care pot asigura transformarea puterii absorbite de la sursele de alimentare în curent continuu în putere de semnal. Pentru a clarifica această noţiune, vom alege ca exemplu *tranzistorul bipolar,* cu simbolul din figura 1.2, *a*. Enunţăm fără demonstraţie următoarele proprietăţi:

— curentul de colector i_C este controlat de tensiunea bază-emitor v_{BE} (fig. 1.2, *a*) printr-o lege definită de aşa-numita caracteristică de transfer, reprezentată în figura 1,2, *b*;

— această lege este corectă numai dacă tensiunea colector-emitor v_{CE} nu scade sub o anumită valoare, $v_{CE,\,sat}$;

— curentul de bază i_B este neglijabil faţă de curentul de colector.

Privit din colector, tranzistorul se comportă ca un generator de curent comandat de v_{BE}. Generatorul comandat este un aspect caracteristic al dispozitivelor active. Remarcăm şi dependenţa neliniară $i_C = i_C(v_{BE})$.

În figura 1.2, *c* tranzistorul apare într-un circuit foarte simplu, cu o rezistenţă R_C şi o sursă de curent continuu, V_{CC}. Acest circuit poate fi privit ca un circuit de amplificare. Semnalul de intrare este v_{BE}, cel de ieşire este v_{CE}. Dependenţa $v_{CE} = v_{CE}(v_{BE})$ se obţine folosind caracteristica $i_C = i_C(v_{BE})$ presupusă cunoscută şi teorema a II-a a lui Kirchhoff:

$$V_{CC} = R_C i_C + v_{CE}. \tag{1.2}$$

Dacă se ţine seama şi de faptul că v_{CE} nu poate cobori sub $v_{CE,\,sat}$ (tranzistorul „se saturează", se pierde controlul asupra lui i_C), atunci se obţine o caracteristică de transfer a circuitului ca cea din figura 1.2, *d*. Palierul

* Această proprietate rezultă din dependenţa neliniară a sarcinii stocate de tensiunea aplicată.

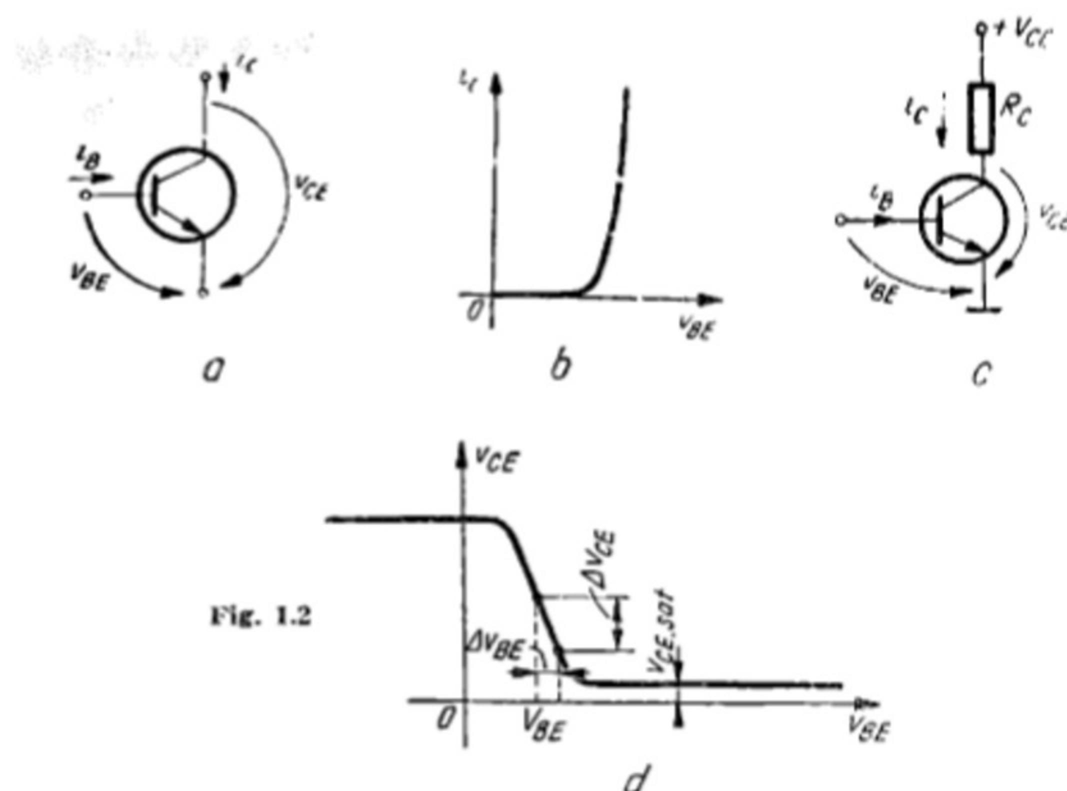


Fig. 1.2

din stînga sus corespunde tranzistorului „blocat" ($i_C = 0$), iar cel din dreapta tranzistorului „saturat". Dacă aplicăm $v_{BE} = V_{BE} + \Delta v_{BE}$, unde V_{BE} este o tensiune continuă potrivit aleasă (fig. 1.2, *d*), iar Δv_{BE} — un semnal de amplitudine nu prea mare*, atunci vom obține la ieșire un semnal Δv_{CE} care urmărește variația lui Δv_{BE} (sîntem în regiunea liniară din mijlocul caracteristicii din figura 1.2, *d*), dar $|\Delta v_{CE}| \gg |\Delta v_{BE}|$ deci variația tensiunii apare amplificată.

Specifică circuitului electronic este nu amplificarea în tensiune (care poate fi obținută și cu un transformator), ci *amplificarea în putere*. Puterea semnalului la ieșire, pe R_C considerat drept rezistență de sarcină, corespunde variației puterii instantanee disipate pe rezistență. Această variație este provocată de tranzistor, care acționează ca un ventil permițînd trecerea unui curent mai mare sau mic. Comanda acestui ventil se face cu o putere neglijabilă ($|\Delta i_B| \ll |\Delta i_C|$, $|v_{BE}| \ll |\Delta v_{CE}|$). Puterea semnalului de la ieșire, absorbită evident de la sursa de alimentare $+V_{CC}$, este cu mult mai mare, deci circuitul cu tranzistor amplifică în putere.

1.3. STUDIUL CIRCUITELOR ELECTRONICE

● **Metodele** generale de analiză a circuitelor electrice se dezvoltă în cursul de „Semnale, circuite și sisteme" pe baza ecuațiilor deduse în cursul de „Bazele electrotehnicii".

Această analiză se referă de regulă la circuitele liniare. Strict vorbind, ***teoria circuitelor circuitelor liniare*** nu este aplicabilă circuitelor electronice.

---

* Atît aplicarea unei polarizări inițiale, cît și restricția asupra mărimii semnalului sînt condiții extrem de caracteristice pentru funcționarea liniară (răspuns proporțional cu excitația) a dispozitivelor neliniare.

Totuşi ea poate fi utilizată dacă funcţionarea dispozitivelor electronice este „liniarizată", prin liniarizare înţelegînd **aproximarea liniară a caracteristicilor pe porţiunile aflate în vecinătatea unor puncte medii de funcţionare.** În această situaţie se impune o restricţie privitoare la mărimea semnalului, care se numeşte uneori *condiţie de semnal mic*.

Descrierea răspunsului dispozitivului se face în mod concentrat folosind un aşa-numit *circuit echivalent de semnal mic*. Acest circuit echivalent este compus din elemente obişnuite de circuit : generatoare de tensiune sau curent, rezistenţe, capacităţi. Există totuşi unele diferenţe : generatoarele de semnal nu sînt independente ci comandate, iar parametrii de circuit depind de punctul mediu de funcţionare. Aceste diferenţe nu împiedică aplicarea teoriei circuitelor liniare.

O manieră de lucru specifică este aceea de împărţire a circuitelor electronice mai complexe în blocuri sau etaje. Aceste blocuri se calculează separat, ceea ce asigură :

— unele simplificări în calcul,

— înţelegerea mai bună a rolului fiecărui element din schemă ;

— alegerea mai uşoară a valorii elementelor de circuit în cazul unei probleme de proiectare.

Există considerente practice care fac inutil un calcul numeric foarte precis : este vorba de imprecizia cu care sînt cunoscuţi parametrii dispozitivelor electronice (unii parametri importanţi, cum este factorul de amplificare în curent al tranzistorului, suferă de o dispersie importantă), la care se mai adaugă şi toleranţele pentru elementele obişnuite de circuit (rezistenţe, de pildă). Din aceste motive, în calculele de circuit se fac aproximaţii frecvente, cum ar fi neglijarea curenţilor de bază în raport cu cei de colector. Trebuie înţeles că aceste aproximaţii găsesc o justificare şi în calculul analitic al mărimilor electrice din schemă : neglijările de care vorbim permit calculul pe anumite porţiuni din întreaga schemă, deci rezolvarea unor sisteme de ecuaţii mai simple.

● Există **circuite electronice a căror funcţionare este profund neliniară** şi la care teoria generală a circuitelor nu se mai poate aplica. Regimul dinamic al circuitelor neliniare conduce la rezolvarea unor ecuaţii diferenţiale neliniare, problemă pentru care nu există metode standard. Dar chiar şi în regim staţionar rezolvarea ecuaţiilor de circuit pune probleme de calcul. Rezolvarea numerică a unor ecuaţii transcendente necesită utilizarea aproximaţiilor succesive. Pentru calcule expeditive se folosesc adesea aproximaţii severe ale caracteristicilor neliniare ale dispozitivelor.

O metodă principial posibilă este *rezolvarea grafică a ecuaţiilor de circuit*. Reprezentarea grafică este sugestivă pentru înţelegerea unor aspecte ale funcţionării, dar ea este rar utilizată pentru determinarea unor soluţii numerice. Nu numai că utilizarea graficelor este greoaie, dar caracteristicile neliniare ale dispozitivelor aşa cum sînt date în catalog au un caracter cu totul orientativ. Pe de altă parte, aproape niciodată în practica curentă inginerul electronist nu determină experimental caracteristicile fiecărui dispozitiv cu care lucrează.

● Din arsenalul de metode folosite în calculul circuitelor electronice mai face parte şi **metoda aproximării liniare pe porţiuni a caracteristicilor dispozitivelor** (caracteristica reală este înlocuită cu o linie frîntă). În cazul regimului variabil este necesară a analiză atentă pentru a determina intervalul de timp în care dispozitivul electronic funcţionează într-o anumită porţiune a caracteristicii.

Varietatea de modele şi de metode de calcul folosite face dificil calculul circuitelor electronice, solicită un studiu atent şi aprofundat. În cazul schemelor mai complexe se justifică utilizarea calculatorului electronic, mai ales pentru proiectarea circuitelor integrate.

Din cele de mai sus cititorul a reţinut că, în studiul circuitelor electronice, la dificultăţile matematice de calcul se adaugă cunoaşterea imprecisă a caracteristicilor şi parametrilor dispozitivului, fără a mai vorbi de variaţia acestora cu condiţiile de funcţionare. Se poate pe bună dreptate pune întrebarea cum este posibil în aceste condiţii să se utilizeze astfel de circuite în aplicaţii de mare precizie, cum ar fi de pildă aparatura electronică de măsurat. O metodă de ameliorare puternică a performanţelor circuitelor este — aşa cum se va vedea în capitolele următoare — *reacţia*. Ea asigură de pildă stabilizarea punctului mediu de funcţionare al unui tranzistor sau a valorii amplificării unui circuit. În fine, pentru a aduce o mărime electrică sau un parametru la valoarea dorită se mai folosesc *reglaje* (ajustări la punerea în funcţiune a circuitului).

Capitolul 2

NOȚIUNI DE FIZICA SEMICONDUCTOARELOR

2.1. INTRODUCERE

Dispozitivele electronice actuale sînt realizate, în marea majoritate, din materiale semiconductoare, dintre acestea siliciul (Si) ocupînd cel mai important loc. Alte materiale folosite sînt germaniul (Ge), galiu-arsen (GaAs), indiu-fosfor (InP) etc.

Rezistivitatea electrică a semiconductoarelor se situează în gama $10^{-1} \div 10^{3}$ Ωcm. Aceste valori sînt mai mari decît cele corespunzătoare metalelor (sub 10^{-3} Ωcm) și mai mici decît cele corespunzătoare izolanților (peste 10^{14} Ωcm).

Proprietățile electrice remarcabile ale materialelor semiconductoare se obțin numai pentru o ordonare cît mai perfectă a atomilor în tot volumul materialului, ordine cunoscută sub numele de *monocristal*. Defectele rețelei cristaline, acceptate de monocristale, sînt numai cele punctuale sau liniare (dislocații), dar și acestea într-un număr redus. Dintre defectele punctuale admise, cele mai întîlnite sînt legate de prezența atomilor de impuritate, atomi introduși în mod voit. Pentru a se aprecia desimea acestor defecte trebuie cunoscute concentrațiile uzuale de impurități: $10^{14} \div 10^{18}$ cm^{-3} și concentrația atomilor de semiconductor: 10^{22} cm^{3}; rezultă, deci, că un atom de impuritate (defect punctual) revine la $10^{8} \div 10^{4}$ atomi de semiconductor.

Rețeaua cristalină a principalelor materiale semiconductoare este de tip diamant. În această rețea, fiecare atom se învecinează la distanță minimă cu patru atomi uniform distribuți în spațiu. O reprezentare simbolică bidimensională a acestei rețele este dată în figura 2.1. Cercul, în care s-a înscris cifra +4, simbolizează atomul fără electronii de valență (de pe ultimul strat). Între doi atomi învecinați se stabilește o legătură covalentă. Legătura covalentă se face cu o pereche de electroni, cîte unul de la fiecare atom. Luînd cazul siliciului sau germaniului, care sînt tetravalente, înseamnă că un atom avînd patru electroni de valență își va împărți acești electroni, cîte unul, cu cei patru atomi vecini, pentru formarea legăturilor covalente.

Funcționarea dispozitivelor semiconductoare impune studiul comportării electronilor de valență, ei fiind purtătorii de sarcină în mecanismele de conducție electrică. Acest studiu implică și plasarea semiconductorului în cîmpuri electrice, magnetice, sub acțiunea luminii sau a radiațiilor nucleare etc. Un caz particular îl constituie absența acestor agenți externi și o temperatură uniformă în tot volumul materialului, ceea ce situează semiconductorul în condiții de echilibru termodinamic sau, pe scurt, *echilibru termic*. Toate celelalte situații se numesc stări de neechilibru.

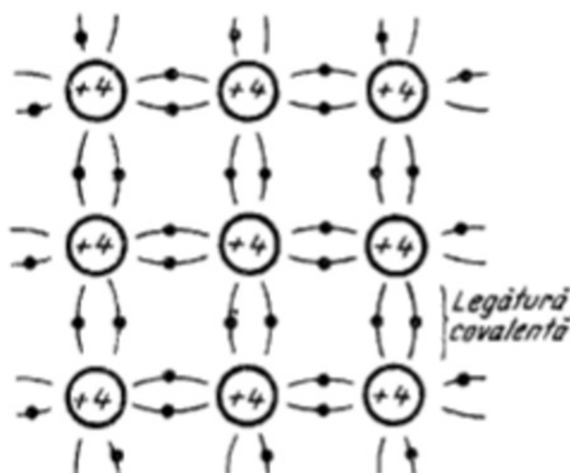


Fig. 2.1

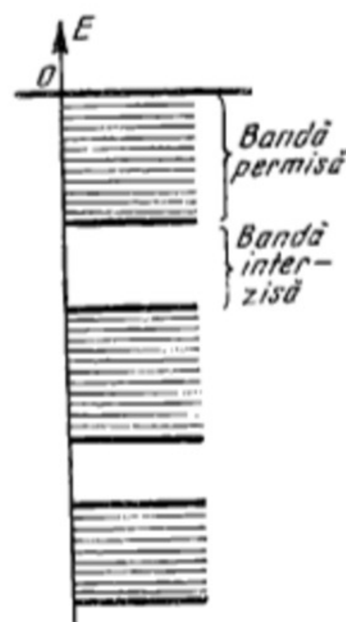


Fig. 2.2

2.2. TEORIA DE BENZI ENERGETICE A CORPULUI SOLID

Aplicarea mecanicii cuantice la studiul mişcării electronilor în cîmpul periodic al ionilor reţelei monocristaline arată că nivelele de energie permise sînt foarte apropiate; ele formează *benzi energetice permise*, separate între ele prin *benzi energetice interzise*. În figura 2.2 se prezintă calitativ o diagramă energetică. Convenţia de semne cu privire la energia electronului (E) este: $E < 0$ pentru electronii din interiorul materialului (electroni legaţi) şi $E > 0$ pentru electronii liberi (extraşi din material). În studiul conducţiei electrice interesează, evident, doar spectrul energiilor negative. Ocuparea nivelelor energetice de către electroni se face de jos în sus (în spiritul figurii 2.2); pe măsura ocupării tuturor nivelelor unei benzi se trece la banda de deasupra ş.a.m.d. Electronii de valenţă sînt cel mai slab legaţi de atomi datorită poziţiei lor periferice şi, ca urmare, ocupă ultimele benzi permise (cele mai apropiate de energia zero).

Electronii au posibilitatea să-şi modifice energia (să treacă de pe un nivel energetic pe altul) în anumite condiţii. Astfel, dacă electronului i se comunică energie el poate trece pe un nivel energetic superior cu condiţia ca acest nivel să fie neocupat de alt electron, iar energia comunicată să fie suficientă pentru saltul energetic considerat. În schimb, saltul energetic în sens invers este un proces natural, spontan şi este condiţionat numai de existenţa unui nivel energetic inferior neocupat. Salturile energetice se pot face şi între nivele aparţinînd la două benzi permise diferite. Electronii pot primi energie de la reţea (reţeaua are energie de vibraţie, direct proporţională cu temperatura materialului) sau de la agenţi fizici externi, de exemplu, un cîmp electric.

Pentru ca un corp solid să permită fenomene de conducţie electrică, este necesar să existe cel puţin o bandă permisă incomplet ocupată cu electroni. Dacă o bandă permisă este ocupată integral, cîmpul electric nu poate comunica o energie netă ansamblului de electroni şi, ca urmare, nu poate apărea curent electric. Se exclude din discuţie cazul unor cîmpuri electrice intense care produc treceri ale electronilor dintr-o bandă permisă, iniţial

complet ocupată, în altă bandă permisă, ceea ce reprezintă străpungerea materialului.

● **Pentru un semiconductor intrinsec (pur) aflat la 0 K,** electronii de valență ocupă integral o bandă permisă (vezi fig. 2.3), numită *bandă de valență*. Energia superioară a benzii de valență se notează E_v. Deasupra acesteia se mai află o bandă permisă neocupată, numită *bandă de conducție* și al cărei nivel energetic minim se notează cu E_c. Între aceste două benzi se află *banda interzisă* de lărgime energetică $E_G = E_c - E_v$; $E_G = 1{,}12$ eV pentru siliciu și $E_G = 0{,}67$ eV pentru germaniu. Conform celor discutate mai sus, un semiconductor la 0 K nu permite fenomene de conducție, deci este izolator perfect. Acest lucru se explică fizic prin faptul că toți electronii de valență sînt prinși în legăturile covalente; întrucît nu sînt purtători de sarcină liberi, nu pot apărea curenți electrici de conducție.

La temperaturi diferite de 0 K, unii electroni din banda de valență pot trece în banda de conducție datorită energiei primite de la rețea (aportul energetic trebuie să fie mai mare ca E_G). În felul acesta apar două benzi permise parțial ocupate, banda de conducție și banda de valență și, ca urmare, prin material pot circula curenți electrici de conducție. Fenomenul fizic care stă la baza acestei situații energetice este ruperea unor legături covalente. Un electron care părăsește legătura covalentă nu mai este legat de atomul de la care provine și se poate deplasa liber în interiorul rețelei cristaline (vezi fig. 2.4). Acest electron se numește *electron de conducție* și ocupă un nivel energetic din banda de conducție. Locul rămas liber poate fi ocupat de un alt electron din altă legătură covalentă.

La aplicarea unui cîmp electric, apar curenți electrici datorită a două mecanisme de conducție diferite, corespunzătoare celor două benzi permise parțial ocupate:

— deplasarea dirijată a electronilor de conducție;

— deplasarea dirijată a electronilor din legăturile covalente spre ocurile libere din legături covalente incomplete (evident, această deplasare este însoțită de mutarea în sens invers a locurilor libere).

La creșterea temperaturii, numărul legăturilor covalente rupte este din ce în ce mai mare și semiconductorul conduce mai bine curentul electric.

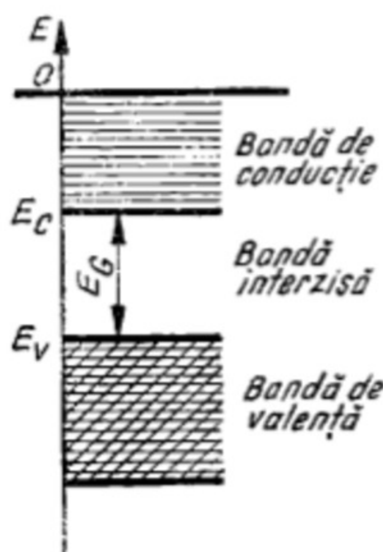


Fig. 2.3

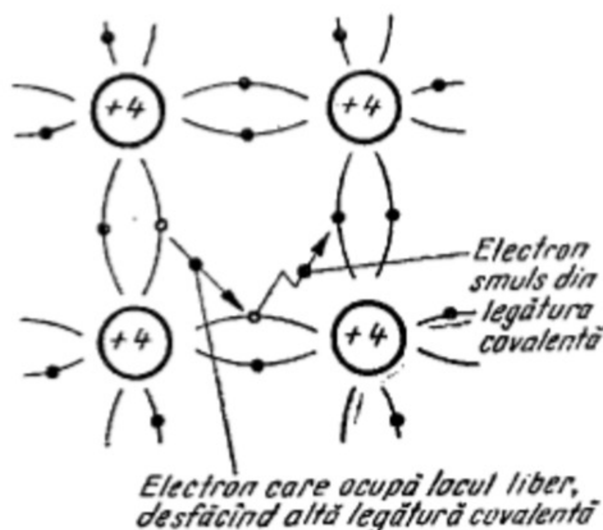


Fig. 2.4

Conducția curentului electric prin aportul a două benzi energetice este specific semiconductoarelor.

● **La metale,** există o singură bandă energetică parțial ocupată și anume banda de conducție. Această bandă este ocupată cu un număr mare de electroni de conducție, independent de temperatură (chiar și la 0 K). De aceea, metalele sînt bune conducătoare de electricitate, conductibilitatea lor fiind puțin dependentă de temperatură.

● **Izolatoarele** au același model de benzi energetice ca și semiconductoarele, dar au lărgimea benzii interzise (E_G) mai mare, ceea ce face puțin probabilă posibilitatea ruperii legăturilor covalente.

2.3. ELECTRONI ȘI GOLURI ÎN SEMICONDUCTOARE

● **Tipuri de purtători de sarcină.** Mișcarea electronilor în interiorul cristalului este descrisă de legile mecanicii cuantice. Pentru descrierea fenomenelor macroscopice de conducție s-au realizat modele care permit utilizarea legilor „clasice". Aceste modele folosesc **particule fictive,** după cum urmează:

— mișcarea electronului din banda de conducție este descrisă de o particulă fictivă, numită tot *electron*, cu aceeași sarcină ca și particula reală ($-q$), dar cu o masă efectivă m_n;

— mișcarea electronului din banda de valență care se desprinde dintr-o legătură covalentă spre a ocupa un loc liber din altă legătură covalentă ruptă este descrisă de o altă particulă fictivă, numită *gol*, cu sarcină electrică egală cu cea a electronului, dar de sens opus ($+q$) și cu masa efectivă m_p.

Deci, în semiconductoare, conducția curentului electric este asigurată de două tipuri de purtători de sarcină mobili, electroni și goluri.

● **Concentrațiile purtătorilor de sarcină** se notează cu n, respectiv p.

Conform celor discutate în subcapitolul 2.2, într-un semiconductor intrinsec, prin ruperea unei legături covalente se formează o pereche electron-gol. Deci concentrațiile celor două tipuri de purtători sînt egale; valoarea lor comună se numește *concentrație intrinsecă* (n_i):

$$n = p = n_i. \qquad (2.1)$$

Concentrația intrinsecă depinde de temperatură (T) și de lărgimea benzii interzise (E_G) conform relației:

$$n_i = A T^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{E_G}{2kT}\right), \qquad (2.2)$$

unde A este o constantă, iar k este constanta lui Boltzmann. La temperatura de 300 K, n_i are valoarea $1{,}45 \cdot 10^{10}\ cm^{-3}$ pentru siliciu și $2 \cdot 10^{13}\ cm^{-3}$ pentru germaniu. Față de concentrația de atomi de semiconductor (aproximativ $10^{22}\ cm^{-3}$), rezultă că fenomenul de rupere a legăturilor covalente este foarte puțin probabil.

Realizarea dispozitivelor electronice impune obținerea unor semiconductoare cu exces de electroni ($n > p$, *semiconductor de tip n*) sau cu exces de goluri ($p > n$, *semiconductor de tip p*). Pentru aceasta se folosește *procedeul impurificării controlate*.

● Pentru **realizarea unui semiconductor de tip** n se folosesc *impurități pentavalente*, numite *donoare* (de exemplu fosforul, arseniul, stibiul). Impuritatea donoare substituie un atom de semiconductor din rețea. Patru dintre electronii de valență formează legăturile covalente cu atomii vecini; al cincilea este slab legat, astfel că la temperatura camerei el primește suficientă energie pentru a se desprinde de atomul donor și a deveni electron de conducție. Formarea acestui electron nu a fost însoțită de apariția unui gol (loc liber într-o legătură covalentă). Semiconductorul conține însă și goluri, formate prin mecanismul descris la semiconductorul intrinsec, dar în concentrație mică.

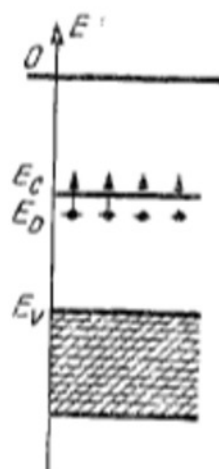


Fig. 2.5.

În figura 2.5 se prezintă diagrama energetică a unui semiconductor de tip n. Electronul suplimentar al atomului de impuritate ocupă în banda interzisă un nivel energetic E_D foarte apropiat de banda de conducție. Acest nivel energetic nu aparține întregului cristal, ci este localizat doar în vecinătatea atomilor de impuritate; de aceea nu a fost reprezentat cu linie continuă. La temperatura camerei, electronii de pe nivelul E_D trec, practic în totalitate, în banda de conducție.

● **Realizarea unui semiconductor de tip** p impune folosirea *impurităților trivalente*, numite *acceptoare* (de exemplu borul, indiul, galiul, aluminiul). Atomul de impuritate trivalent satisface numai trei legături covalente cu atomii vecini, rămînînd o legătură covalentă nesatisfăcută. Această legătură se poate completa cu un electron dintr-o legătură covalentă vecină, care lasă în urma lui un gol. Acest mecanism de formare a unui gol nu a fost însoțit de apariția unui electron de conducție. Electronii de conducție, în număr mult mai mic ca golurile, apar prin mecanismul specific materialului intrinsec.

Benzile energetice ale unui semiconductor de tip p sînt prezentate în figura 2.6. Legătura covalentă nesatisfăcută a atomului acceptor introduce un nivel energetic E_A în banda interzisă, foarte aproape de banda de valență. La fel ca nivelul E_D și acest nivel este localizat numai în vecinătatea atomilor de impuritate. La temperatura camerei, practic nivelele acceptoare ale tuturor atomilor acceptori sînt ocupate de electroni din banda de valență. Descompletarea benzii de valență permite conducția curentului electric prin mecanismul specific acestei benzi. Se poate afirma, conform modelului adoptat, că banda de valență s-a ocupat cu goluri pe nivelele energetice superioare în locul electronilor care au ocupat nivelele acceptoare.

2.4. STATISTICA PURTĂTORILOR DE SARCINĂ

Statistica se ocupă cu determinarea concentrațiilor de electroni și goluri în semiconductoare aflate la echilibru termic. *Purtătorii de sarcină din semiconductoare se supun statisticii Fermi-Dirac*; conform acestei statistici, probabilitatea ca un electron să ocupe un nivel energetic (E) este:

$$f(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - E_F}{kT}\right)}, \qquad (2.3)$$

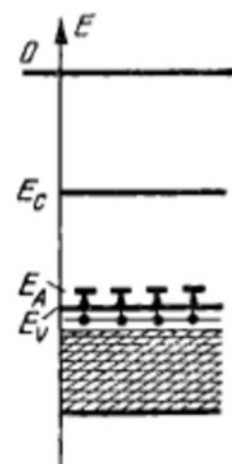


Fig. 2.6.

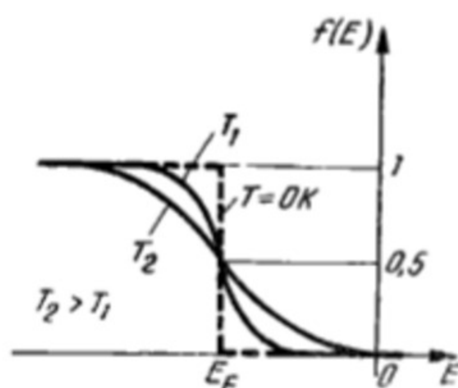


Fig. 2.7.

unde E_F este energia (sau nivelul) Fermi. La echilibru termic acest nivel este constant în tot volumul materialului considerat. Mărimea energiei Fermi depinde de temperatură şi de modul de dopare a semiconductorului. Nivelul Fermi este o mărime de calcul şi poate fi situat atît în interiorul benzilor permise, cît şi în interiorul benzilor interzise.

Funcţia de distribuţie Fermi-Dirac, descrisă de (2.3), este prezentată în figura 2.7. Se observă că probabilitatea ocupării nivelului E_F de către un electron este 0,5 independent de temperatură. Ocuparea, în fapt, a unui nivel energetic depinde şi de distribuţia nivelelor energetice care, aşa cum se ştie, este nulă în interiorul benzilor interzise.

Golurile ascultă tot de statistica Fermi-Dirac ; probabilitatea ca un gol să ocupe nivelul E este dată de funcţia $1-f(E)$.

● Calculele mecanicii cuantice indică următoarele expresii pentru concentraţiile de electroni şi goluri **la echilibru termic** (n_0 şi p_0) :

$$n_0 = N_c \exp\left(-\frac{E_c - E_F}{kT}\right); \tag{2.4}$$

$$p_0 = N_v \exp\left(-\frac{E_F - E_v}{kT}\right), \tag{2.5}$$

unde N_c şi N_v sînt două constante care depind de temperatură după legea $T^{3/2}$.

Pentru un semiconductor intrinsec, nivelul Fermi se notează E_i ; mărimea lui, rezultînd din substituirea relaţiilor (2.4) şi (2.5) în relaţia (2.1), este dată de :

$$E_i = \frac{E_c + E_v}{2} + \frac{kT}{2}\ln\frac{N_c}{N_v}. \tag{2.6}$$

Întrucît constantele N_c şi N_v au valori apropiate, rezultă că nivelul Fermi intrinsec este situat practic la mijlocul benzii interzise.

Concentraţiile de electroni şi goluri se pot exprima, prin folosirea mărimilor E_i şi n_i, cu relaţiile :

$$n_0 = n_i \exp\left(\frac{E_F - E_i}{kT}\right); \tag{2.7}$$

$$p_0 = n_i \exp\left(\frac{E_i - E_F}{kT}\right). \tag{2.8}$$

Conform acestor relaţii, un semiconductor de tip n are nivelul Fermi situat deasupra mijlocului benzii interzise, iar un semiconductor de tip p are nivelul Fermi situat sub mijlocul benzii interzise.

Relațiile (2.4), (2.5) și (2.7), (2.8) fac o legătură între concentrațiile de purtători și diagramele energetice. Pentru a stabili concentrațiile de purtători în funcție de concentrațiile de atomi donori (N_D) și de atomi acceptori (N_A) se pleacă de la două relații fundamentale. Prima relație:

$$p_0 n_0 = n_i^2 \tag{2.9}$$

reprezintă un rezultat al termodinamicii aplicate pentru un semiconductor, nedegenerat, aflat la echilibru termic. A doua relație:

$$p_0 - n_0 + N_D^\bullet - N_A^\bullet = 0 \tag{2.10}$$

exprimă neutralitatea semiconductorului, tot la echilibru termic, mărimile $N_D^\bullet$ și $N_A^\bullet$ reprezintă concentrațiile de ioni donori pozitivi (atomi donori care au eliberat al cincilea electron), respectiv de ioni acceptori negativi (atomi acceptori care și-au completat a patra legătură covalentă cu un electron dintr-o legătură covalentă vecină). Pentru temperatura camerei, se aproximează $N_D^\bullet \cong N_D$ și $N_A^\bullet \cong N_A$.

Un exemplu de rezolvare a sistemului de ecuații (2.9) și (2.10) îl constituie cazul unui semiconductor de tip n ($N_D \gg n_i$; $N_A = 0$); se obține $n_0 \cong N_D$ și $p_0 \cong n_i^2/N_D$.

● **La neechilibru,** nici una dintre relațiile prezentate în acest subcapitol nu mai este valabilă. Pentru a se păstra totuși formalismul ecuațiilor (2.7), (2.8) se introduc două nivele energetice de calcul, fictive, numite cvasinivele Fermi. Aceste cvasinivele au valori diferite pentru electroni (E_{Fn}) și pentru goluri (E_{Fp}) și variază în interiorul semiconductorului. În felul acesta, concentrațiile de electroni (n) și de goluri (p) la neechilibru sînt date de relațiile:

$$n = n_i \exp\left(\frac{E_{Fn} - E_i}{k_T}\right); \tag{2.11}$$

$$p = n_i \exp\left(\frac{E_i - E_{Fp}}{k_T}\right). \tag{2.12}$$

Mărimea E_i semnifică în continuare mijlocul benzii interzise.

2.5. FENOMENE DE TRANSPORT

Într-un semiconductor omogen, aflat la echilibru termic, electronii și golurile suferă doar o mișcare de agitație termică. Această mișcare are un caracter haotic și este însoțită de ciocniri cu rețeaua. De aceea, în medie, electronii și golurile nu suferă o deplasare netă; această situație corespunde absenței curenților electrici macroscopici de conducție.

Cauzele apariției curenților electrici de conducție în semiconductoare (datorați transportului purtătorilor de sarcină) sînt cîmpul electric și gradientul concentrațiilor purtătorilor de sarcină. *Curenții determinați de cîmpul electric se numesc* **curenți de cîmp** sau **de drift**, iar *curenții determinați de gradientul concentrațiilor de impurități se numesc* **curenți de difuzie.**

2.5.1. Curenți de cîmp

Aplicarea unui cîmp electric asupra unui semiconductor face ca purtătorii de sarcină să capete o *viteză medie* (netă) pe direcția cîmpului electric și proporțională cu intensitatea cîmpului:

$$\vec{v}_n = -\mu_n \vec{\mathcal{E}};\tag{2.13}$$

$$\vec{v}_p = \mu_p \vec{\mathcal{E}},\tag{2.14}$$

unde $\vec{v}_n$, $\vec{v}_p$ sînt vitezele de cîmp (drift) ale electronilor, respectiv golurilor, iar $\vec{\mathcal{E}}$ este intensitatea cîmpului electric. Coeficienții de proporționalitate μ_n și μ_p se numesc mobilitatea electronului, respectiv a golului.

● **Dependența vitezelor de drift de intensitatea cîmpului electric** este prezentată în figura 2.8 (cazul siliciului). De aici se deduce că mobilitatea este constantă numai la cîmpuri electrice mici și scade odată cu creșterea cîmpului. La cîmpuri electrice intense, viteza electronilor și viteza golurilor devin constante. Explicația acestei comportări stă în faptul că mișcarea determinată de cîmp se suprapune peste mișcarea de agitație termică (care are viteza medie în jur de 10^7 cm/s la 300 K).

La cîmpuri electrice mici, viteza de drift este nesemnificativă față de viteza de agitație termică; ca urmare, cîmpul electric influențează numai accelerația purtătorilor de sarcină și nu acționează asupra timpului de accelerare, care este timpul dintre două ciocniri consecutive. În felul acesta viteza de drift rămîne proporțională cu intensitatea cîmpului electric.

La cîmpuri electrice intense. componenta de cîmp a vitezei purtătorilor de sarcină devine comparabilă cu componenta mișcării de agitație termică, deci crește viteza totală; la creșterea cîmpului electric, odată cu creșterea valorii accelerației are loc scăderea timpului de accelerare (dintre două ciocniri consecutive), deci se produce limitarea vitezei de cîmp.

● **Mobilitatea purtătorilor de sarcină** este un rezultat al ciocnirilor acestora cu rețeaua atomilor de semiconductor și cu ionii de impuritate. În figura 2.9 se prezintă *dependența mobilității de concentrația totală de impurități* (acceptoare și donoare). La concentrații mici de impurități sînt predominante ciocnirile cu rețeaua; la creșterea concentrației de impurități. crește frecvența ciocnirilor cu acestea, deci scade mobilitatea.

Din punctul de vedere al *dependenței de temperatură*, mobilitatea determinată de ciocnirile cu rețeaua scade la creșterea temperaturii ($\mu \sim T^{-2,5}$)

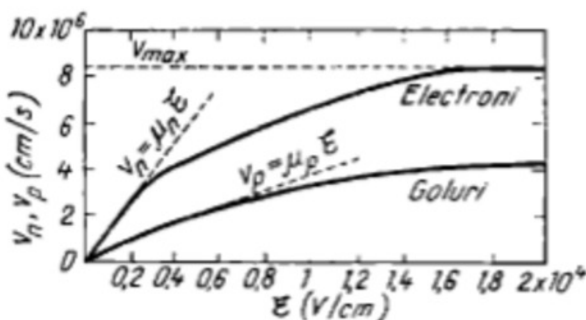


Fig. 2.8.

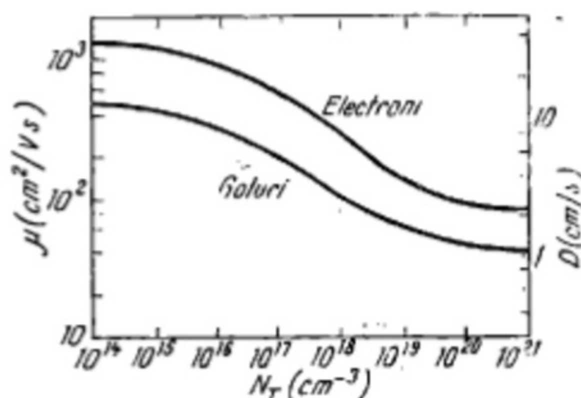


Fig. 2.9.

iar mobilitatea determinată de ciocnirile cu impuritățile crește odată cu creșterea temperaturii ($\mu \sim T^{1,5}$). La temperaturile normale de lucru semiconductoarele uzuale prezintă o scădere a mobilității globale la creșterea temperaturii.

● **Rezistivitatea.** Cunoscute fiind vitezele purtătorilor de sarcină, se poate exprima mărimea densității curenților de cîmp $\vec{j}_{nc}$ și $\vec{j}_{pc}$:

$$\vec{j}_{nc} = -qn\vec{v}_n ; \tag{2.15}$$

$$\vec{j}_{pc} = qp\vec{v}_p . \tag{2.16}$$

Densitatea curentului de cîmp total este:

$$\vec{j}_c = \vec{j}_{nc} + \vec{j}_{pc} = -qn\vec{v}_n + qp\vec{v}_p = q(n\mu_n + p\mu_p)\vec{\mathcal{E}} = \frac{1}{\rho}\vec{\mathcal{E}} ; \tag{2.17}$$

în felul acesta se obține proporționalitatea dintre curentul de cîmp și intensitatea cîmpului electric (legea lui Ohm), rezistivitatea semiconductorului (ρ) fiind dată de:

$$\rho = \frac{1}{q(n\mu_n + p\mu_p)} . \tag{2.18}$$

Rezistivitatea este una dintre cele mai importante caracteristici ale materialelor semiconductoare. Controlul tehnologic al acesteia se face prin intermediul impurificării; în figura 2.10 se prezintă *dependența rezistivității de concentrația de impurități*, acceptoare sau donoare, pentru siliciu, la 300 K.

Rezistivitatea semiconductoarelor este puternic dependentă și *de temperatură*: în figura 2.11 se prezintă, calitativ, o asemenea dependență. La $T = 0$ K semiconductorul este izolator perfect ($\rho \to \infty$). La creșterea temperaturii (porțiunea *I*-a curbei) contează ionizarea impurităților, deci vor crește concentrațiile de purtători și va scădea rezistivitatea. În porțiunea a *II*-a a curbei (care cuprinde și temperaturile uzuale de lucru), concentrațiile de purtători majoritari sînt practic constante, dar contează scăderea mobilității, obținîndu-se astfel o creștere ușoară a rezistivității. La temperaturi ridicate (porțiunea a *III*-a) se obține o nouă creștere a concentrațiilor de purtători pe seama generării de perechi electron-gol din ruperea legă-

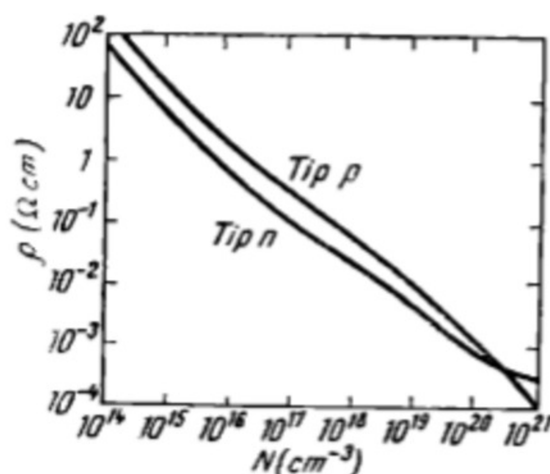


Fig. 2.10.

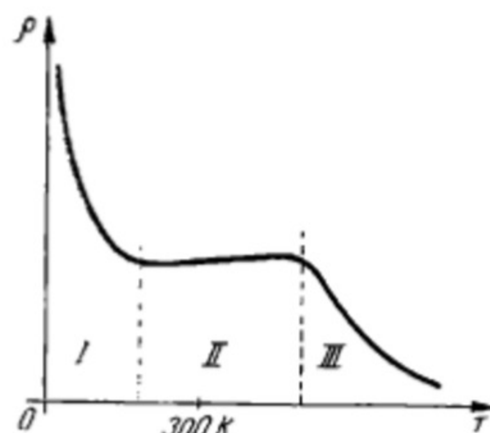


Fig. 2.11.

turilor covalente ; aici, semiconductoarele își pierd caracterul de tip n sau p, apropiindu-se de comportarea unui material intrinsec ($p = n = n_i$). Ţinînd seama de relaţia (2.2), se explică scăderea puternică a rezistivităţii la creşterea temperaturii.

2.5.2. Curenţi de difuzie

Prezenţa unor concentraţii neuniforme de electroni sau goluri determină transportul acestora, cu tendinţa de uniformizare a distribuţiei lor. Acest fenomen, de difuzie, indică proporţionalitatea dintre fluxul de particule $\vec{F}$ şi gradientul concentraţiei de impurităţi (∇C), conform relaţiei ;

$$\vec{F} = -D \cdot \nabla C. \tag{2.19}$$

Fluxul $\vec{F}$ reprezintă numărul de particule care traversează o suprafaţă unitară, aşezată perpendicular pe direcţia de transport, în unitatea de timp ; factorul de proporţionalitate D se numeşte *coeficient de difuzie*. Aplicînd relaţia (2.19) pentru electroni ($C = n$) şi pentru goluri ($C = p$), se obţin expresiile densităţilor de curent de difuzie, $\vec{j}_{nd}$, respectiv $\vec{j}_{pd}$:

$$\vec{j}_{nd} = (-q)\vec{F}_n = qD_n \nabla n ; \tag{2.20}$$

$$\vec{j}_{pd} = (+q)\vec{F}_p = -qD_p \nabla p. \tag{2.21}$$

Coeficienţii de difuzie pentru electroni (D_n) şi pentru goluri (D_p) sînt legaţi de mobilităţile corespunzătoare conform relaţiilor lui Einstein :

$$D_n = \frac{kT}{q} \mu_n ; \quad D_p = \frac{kT}{q} \mu_p. \tag{2.22}$$

2.5.3. Ecuaţiile curenţilor în semiconductoare

Densitatea totală de curent ($\vec{j}$) într-un semiconductor reprezintă contribuţia atît a electronilor, cît şi a golurilor :

$$\vec{j} = \vec{j}_n + \vec{j}_p. \tag{2.23}$$

Fiecare dintre densităţile de curent $\vec{j}_n$ şi $\vec{j}_p$ se datoreşte atît efectului de cîmp, cît şi difuziei ; conform relaţiilor (2.15), (2.16), (2.17) şi (2.20), (2.21) se obţine :

$$\vec{j}_n = \vec{j}_{nc} + \vec{j}_{nd} = qn\mu_n \vec{\mathcal{E}} + qD_n \nabla n ; \tag{2.24}$$

$$\vec{j}_p = \vec{j}_{pc} + \vec{j}_{pd} = qp\mu_p \vec{\mathcal{E}} - qD_p \nabla p. \tag{2.25}$$

În cazul unor cîmpuri electrice variabile în timp, relaţia (2.23) va cuprinde şi un termen corespunzător densităţii de curent de deplasare :

$$\vec{j} = \vec{j}_n + \vec{j}_p + \varepsilon \frac{\partial \vec{\mathcal{E}}}{\partial t}. \tag{2.26}$$

Formularea naturii tuturor componentelor curenţilor în semiconductoare dă posibilitatea comparării acestora cu mecanismele de transport în metale. La metale, aşa cum s-a explicat, calitativ, în subcapitolul 2.2, conducţia curentului electric se datoreşte numai electronilor de conducţie, deci nu apare curentul de goluri. De asemenea, curentul de electroni la metale conţine numai termenul de cîmp. În metale nu apar curenţi de difuzie pentru că nu se pot realiza concentraţii neuniforme de electroni; orice tendinţă de neuniformizare a distribuţiei electronilor este anihilată rapid de curenţi electrici intenşi pentru că metalele au o rezistivitate electrică foarte mică. Se dovedeşte că şi *semiconductoarele puternic dopate cu impurităţi* (concentraţii mari de electroni sau goluri) *au comportarea în conducţie electrică asemănătoare cu cea a metalelor.*

2.6. GENERAREA ŞI RECOMBINAREA PURTĂTORILOR DE SARCINĂ

Fizica semiconductoarelor a arătat că electronii îşi modifică permanent şi în mod natural nivelul energetic.

● **Generarea** reprezintă fie fenomenul de trecere a unui electron al reţelei cristaline în banda de conducţie, fie de părăsire a benzii de valenţă. Primul fenomen duce la *generarea de electroni de conducţie*, iar al doilea — la *generarea de goluri*. În cadrul primului proces, electronul pleacă de pe un nivel energetic din banda de valenţă sau din banda interzisă (fig. 2.21, *a*); în acest ultim caz este vorba despre un nivel (E_t) local, creat de defecte ale reţelei cristaline sau de impurităţi donoare, acceptoare sau altele, introduse special de constructor.

Pentru procesul de generare a golurilor, electronii din banda de valenţă pleacă pe nivele energetice din banda de conducţie sau din banda interzisă (fig. 2.12, *b*).

● **Recombinarea** reprezintă procesul prin care un electron al reţelei cristaline părăseşte banda de conducţie sau trece în banda de valenţă. În primul caz *dispare un electron de conducţie*, iar în al doilea caz *dispare un gol*. Mecanismul salturilor energetice posibile este prezentat în figura 2.13 (*a* — pentru electroni, *b* — pentru goluri), similar cu mecanismul de generare.

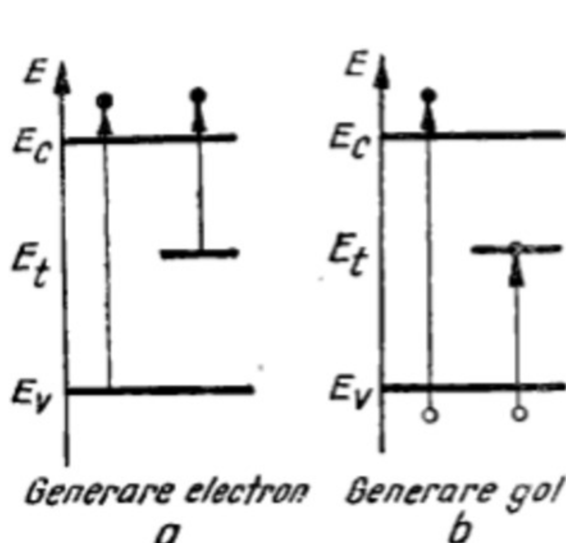


Fig. 2.12.

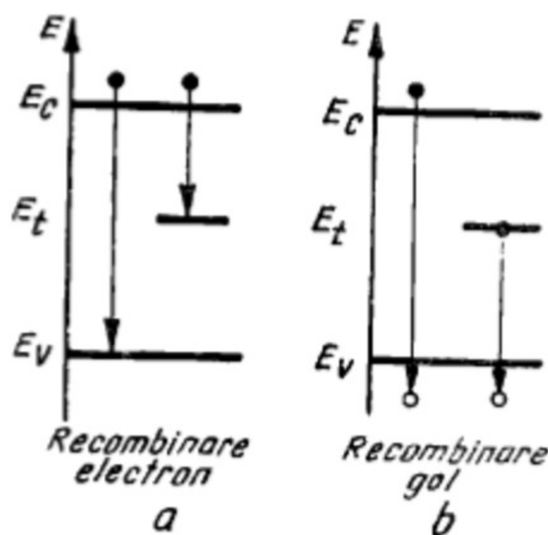


Fig. 2.13.

Trebuie deci remarcat că fenomenele de generare — recombinare nu conduc la apariţia — dispariţia de particule fizice, ci numai de particule viabile în procesul de conducţie electrică, viabilitate garantată de poziţia energetică a electronilor din reţea.

● Ratele de desfăşurare a celor patru mecanisme, în sensul numărului de particule (electroni sau goluri) care se generează/recombină în unitatea de volum şi în unitatea de timp, se numesc **viteze de generare/recombinare** şi se notează respectiv g_n, g_p, r_n, r_p. Generarea purtătorilor de sarcină se poate datora şi unor cauze externe (exemplu: sub influenţa unei radiaţii luminoase); în acest caz, vitezele de generare corespunzătoare se notează G_{Ln} şi G_{Lp} (de regulă $G_{Ln} = G_{Lp} = G_L$). De asemenea, se definesc *vitezele nete de recombinare*, R_n şi R_p, conform relaţiilor:

$$R_n = r_n - g_n; \tag{2.27}$$

$$R_p = r_p - g_p. \tag{2.28}$$

● Semiconductoarele prezintă o diversitate de **modalităţi de desfăşurare a proceselor de generare-recombinare.** Cel mai simplu proces este *generarea-recombinarea directă* (bandă-bandă), care se desfăşoară prin trecerea electronilor direct din banda de valenţă în banda de conducţie şi invers. Se observă (vezi fig. 2.12 şi fig. 2.13) că generarea se face pe perechi electron-gol, iar dispariţia electronului de conducţie se face simultan cu dispariţia golului (recombinare). În aceste condiţii: $g_n = g_p$; $r_n = r_p$ şi $R_n = R_p$.

Siliciul, cel mai reprezentativ material semiconductor actual, prezintă un *mecanism indirect*, prin intermediul nivelelor energetice din banda interzisă. Trecerea unui electron dintr-o bandă în alta se face prin două salturi, folosind nivelul intermediar E_t. Sînt situaţii cînd acest nivel reţine electronul un timp lung (nivel de captură) şi, atunci, nu se mai îndeplineşte egalitatea vitezelor de generare/recombinare pentru electroni şi pentru goluri: $g_n \neq g_p$; $r_n \neq r_p$ şi $R_n \neq R_p$.

Majoritatea dispozitivelor actuale, realizate din siliciu, sînt descrise satisfăcător de modelul generării/recombinării printr-un singur nivel energetic intermediar, fără nivele energetice de captură, model cunoscut sub denumirea SRH (de la numele autorilor: Shockley, Read şi Hall). Conform acestui model, viteza netă de recombinare se notează cu U ($R_n = R_p = U$) şi este dată de relaţia:

$$U = \frac{pn - n_i^2}{\tau_{n0}(p + p_t) + \tau_{p0}(n + n_t)}, \tag{2.29}$$

unde τ_{n0} şi τ_{p0} sînt două constante şi reprezintă timpii de viaţă ai electronului, respectiv golului, iar n_t şi p_t sînt concentraţii fictive de electroni şi de goluri pentru un semiconductor în care nivelul Fermi se suprapune peste nivelul energetic intermediar ($E_F = E_t$).

○ Din relaţia (2.29) se desprind următoarele trei **concluzii:**

a) la echilibru termic ($pn = p_0 n_0 = n_i^2$), viteza netă de recombinare este **nulă**; acest lucru înseamnă: $g_n = r_n$ şi $g_p = r_p$, fără ca aceste patru viteza să fie nule;

b) la neechilibru, în condiţii de exces de purtători ($pn > n_i^2$), se obţine $U > 0$, respectiv $r_n > g_n$ şi $r_p > g_p$, adică predomină recombinarea;

c) la neechilibru, în condiţii de lipsă de purtători ($pn < n_i^2$), se obţine $U < 0$, respectiv $r_n < g_n$ şi $r_p < g_p$, adică predomină generarea.

Aceste observații descriu realitatea fizică conform căreia *un semiconductor aflat la neechilibru își dezvoltă mecanisme care tind să-l readucă la echilibru.*

Pe baza acestor observații, s-a căutat să se dea o formă simplă a vitezelor nete de recombinare și anume:

$$R_n = \frac{n - n_0}{\tau_n}; \tag{2.30}$$

$$R_p = \frac{p - p_0}{\tau_p}, \tag{2.31}$$

unde τ_n și τ_p se numesc timpi de viteză ai purtătorilor în exces. Această formă de definire satisface cele trei concluzii de mai sus, dar mărimile τ_p și τ_n nu mai sînt constante (simplitatea relațiilor este formală!)

2.7. ECUAȚII DE CONTINUITATE

Cauzele variației în timp a concentrațiilor de purtători pot fi:

— generarea datorată unor agenți externi;

— generarea—recombinarea internă;

— fenomene de transport (prin intermediul curenților).

Ecuațiile care stabilesc dependența prezentată mai sus se numesc ecuații de continuitate și au forma:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G_L - R_n + \frac{1}{q} \nabla \cdot \vec{j}_n; \tag{2.32}$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = G_L - R_p - \frac{1}{q} \nabla \cdot \vec{j}_p. \tag{2.33}$$

Un caz particular al acestor ecuații este dat de situația: $G_L = 0$, model unidimensional și alegerea relațiilor (2.30) și (2.31) pentru vitezele nete de recombinare. Atunci, forma ecuațiilor de continuitate este:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{n - n_0}{\tau_n} + \frac{1}{q} \cdot \frac{\partial \vec{j}_n}{\partial x}; \tag{2.34}$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{p - p_0}{\tau_p} - \frac{1}{q} \cdot \frac{\partial \vec{j}_p}{\partial x}. \tag{2.35}$$

2.8. ECUAȚIILE DE BAZĂ ALE DISPOZITIVELOR SEMICONDUCTOARE

Orice dispozitiv semiconductor poate fi descris cu ajutorul unui sistem de ecuații liniare și diferențiale, în condițiile precizării condițiilor la limită, inițiale și de dopaj (N_D, N_A). Acest sistem cuprinde șase ecuații după cum urmează:

— *ecuațiile de curent*;

$$\vec{j}_n = qn\mu_n \vec{\mathcal{E}} + qD_n \nabla n;$$

$$\vec{j}_p = qp\mu_p \vec{\mathcal{E}} - qD_p \nabla p;$$

$$\vec{j} = \vec{j}_p + \vec{j}_n + \varepsilon \frac{\partial \vec{\mathcal{E}}}{\partial t};$$

— *ecuațiile de continuitate*:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G_L - R_n + \frac{1}{q} \nabla \cdot \vec{j}_n;$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = G_L - R_p - \frac{1}{q} \nabla \cdot \vec{j}_p;$$

— *ecuația lui Poisson*:

$$\Delta u = -\frac{q}{\varepsilon}(p - n + N_D^{\bullet} - N_A^{\bullet}).$$

În ecuația lui Poisson s-a notat cu u potențialul electric ($\vec{\mathcal{E}} = -\nabla u$), iar aproximația uzuală pentru concentrațiile de ioni este $N_D^{\bullet} \cong N_D$ și $N_A^{\bullet} \cong N_A$.

○ **Observație.** Unele dispozitive semiconductoare actuale funcționează la dimensiuni submicronice, deci cu colective reduse de particule. În aceste situații descrierea macroscopică oferită de acest sistem de ecuații nu mai corespunde și se apelează la alte moduri de formulare matematică a funcționării, legate direct de mecanica cuantică.

Capitolul 3

JONCȚIUNEA pn

3.1. INTRODUCERE

Dispozitivele semiconductoare au în construcția lor regiuni ale rețelei monocristaline cu diverse impurificări atît ca mărime a concentrației, cît și ca tip de impuritate. Joncțiunea *pn* reprezintă o structură fizică realizată într-un monocristal care are două regiuni vecine, una de tip *p* și alta de tip *n*. Linia de demarcație dintre cele două regiuni se numește *joncțiune metalurgică*. În figura 3.1 se prezintă un model unidimensional al joncțiunii *pn*, precizîndu-se profilul concentrației nete de impurități $(N_A - N_D)$. Pentru abscise $x < 0$ se observă că $N_A > N_D$, deci se obține o zonă de tip *p*; pentru $x > 0$ dotarea cu impurități are $N_D > N_A$, deci se formează o zonă de tip *n*. Joncțiunea metalurgică se realizează la $x = 0$, pentru care concentrația netă de impurități este nulă.

Marea majoritate a dispozitivelor semiconductoare conțin una sau mai multe joncțiuni. Cel mai simplu dispozitiv electronic, realizat cu o singură joncțiune, este ***dioda semiconductoare***.

Nu trebuie făcută confuzia întrebuințării echivalente a termenilor de joncțiune *pn* și diodă semiconductoare, pentru că dioda semiconductoare poate fi realizată și pe baza altor structuri fizice, de exemplu contactul metal-semiconductor. În plus, dioda semiconductoare este un ansamblu tehnic care cuprinde, pe lîngă structura fizică care o definește (joncțiune *pn* sau contact metal-semiconductor), și alte structuri cum sînt contactele ohmice, sistemele de prindere și de evacuare a căldurii (capsulă) etc.

Cunoașterea fenomenelor din joncțiunea *pn* servește și la înțelegerea unor fenomene cum sînt cele legate de suprafața semiconductorului, de contacte metalice etc.

3.2. JONCȚIUNEA *pn* LA ECHILIBRU TERMIC

Studiul joncțiunii *pn* se face pe un caz particular de impurificare și anume pe profilul abrupt al concentrației de impurtități. Conform acestui profil, în zona *p* se găsesc numai impurități acceptoare, în concentrație constantă N_A, iar în zona *n* se găsesc numai impurități donoare, în concentrație constantă N_D. Alegerea acestui profil facilitează înțelegerea și descrierea matematică a fenomenelor fizice.

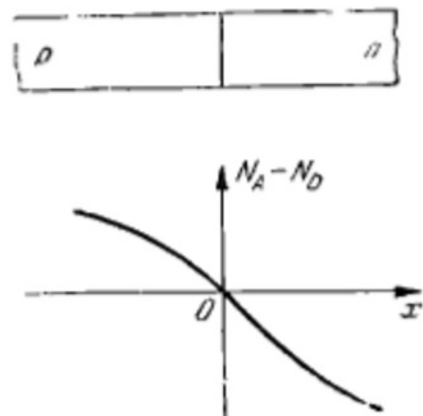


Fig. 3.1.

● **Fenomenele fizice din joncțiunea pn.** *Dacă cele două regiuni, p și n, ar fi fost independente*, concentrațiile de goluri și electroni ar fi fost date de (conform relațiilor 2.9 și 2.10):

$$p_{p0} \cong N_A; \quad n_{p0} \cong n_i^2/N_A, \tag{3.1}$$

în regiunea *p* și:

$$n_{n0} \cong N_D; \quad p_{n0} \cong n_i^2/N_D, \tag{3.2}$$

în regiunea n (indicele „0" semnifică echilibrul termic). Electronii în zona n și golurile în zona p sînt *purtători majoritari*; golurile în zona n și electronii în zona p sînt *purtători minoritari*.

Într-o joncțiune pn aflată la echilibru termic, concentrațiile de purtători mobili de sarcină diferă de valorile date de relațiile (3.1) și (3.2). Această diferență este mai puternică în zona joncțiunii metalurgice, unde se constată scăderea apreciabilă a concentrațiilor de purtători majoritari. Aici apare și un cîmp electric orientat de la regiunea n spre regiunea p.

Acest lucru se datorează difuziei purtătorilor mobili de sarcină. Astfel, golurile din regiunea p, aflate în concentrații mari, difuzează spre regiunea n unde concentrația lor este mai mică; aici ele se recombină datorită tendinței semiconductorului de tip n de a restabili echilibrul (caracterizat de o concentrație mică de goluri, p_{n0}). În mod similar, electronii din zona n difuzează spre zona p. Procesele de difuzie încep, evident, cu purtătorii din apropierea joncțiunii metalurgice. În zona p adiacentă joncțiunii metalurgice, prin plecarea golurilor apare un exces de sarcină negativă datorat ionilor acceptori (sarcini fixe). Zona n din apropierea joncțiunii metalurgice capătă o sarcină în exces pozitivă, prin același procedeu. Ca urmare, se stabilește un cîmp electric intern orientat de la regiunea n spre regiunea p. Acest cîmp electric transportă golurile dinspre regiunea n spre regiunea p și electronii dinspre regiunea p spre regiunea n, deci în sens contrar fluxurilor de difuzie. Ca urmare, procesul de scădere a concentrațiilor de purtători majoritari nu se continuă pînă la uniformizarea concentrațiilor (conform tendinței de difuzie), ci se autolimitează (prin generarea cîmpului electric intern) la valori care asigură echilibrul curenților (fluxurilor) de difuzie și de cîmp: $\vec{j}_{nc} = -\vec{j}_{nd}$; $\vec{j}_{pc} = -\vec{j}_{pd}$. Această situație corespunde unui curent electric nul prin structură, rezultat compatibil cu condiția de echilibru termic.

● **Descrierea matematică exactă a fenomenelor din joncțiunea pn** folosește *sistemul ecuațiilor de bază ale dispozitivelor semiconductoare pentru tot volumul joncțiunii*; calculele sînt laborioase chiar pentru un model unidimensional și un profil abrupt al concentrației de impurități și se fac pe baza unor programe pentru calculatoare electronice.

● Rezultate foarte bune se obțin într-o reprezentare aproximativă, numită **aproximație de golire.** Conform acestei aproximații (fig. 3.2, *a*), joncțiunea se împarte în trei regiuni: *regiunea de trecere* (în jurul joncțiunii metalurgice: $-l_{p0} < x < l_{n0}$) și *două regiuni neutre*. Toate fenomenele specifice joncțiunii la echilibru termic se petrec în regiunea de trecere. Aici, concentrațiile de electroni și goluri sînt diferite față de cazul zonelor p și n independente (fig. 3.2, *c*). Aproximația de golire consideră că în regiunea de trecere se neglijează concentrațiile de electroni și goluri față de concentrațiile de impurități (fig. 3.2, *b*). Ca urmare, densitatea de sarcină de volum din această regiune, ρ_v (fig. 3.2, *d*), este dată de:

$$\rho_v = \begin{cases} -qN_A; & -l_{p0} < x < 0; \\ +qN_D; & 0 < x < l_{n0}. \end{cases} \qquad (3.3)$$

Regiunile neutre p și n au o comportare identică cu aceea a două semiconductoare separate. În regiunile neutre nu există sarcină electrică netă.

Avînd în vedere cele prezentate mai sus, regiunea de trecere se mai numește și *regiune golită* sau *regiune de sarcină spațială*.

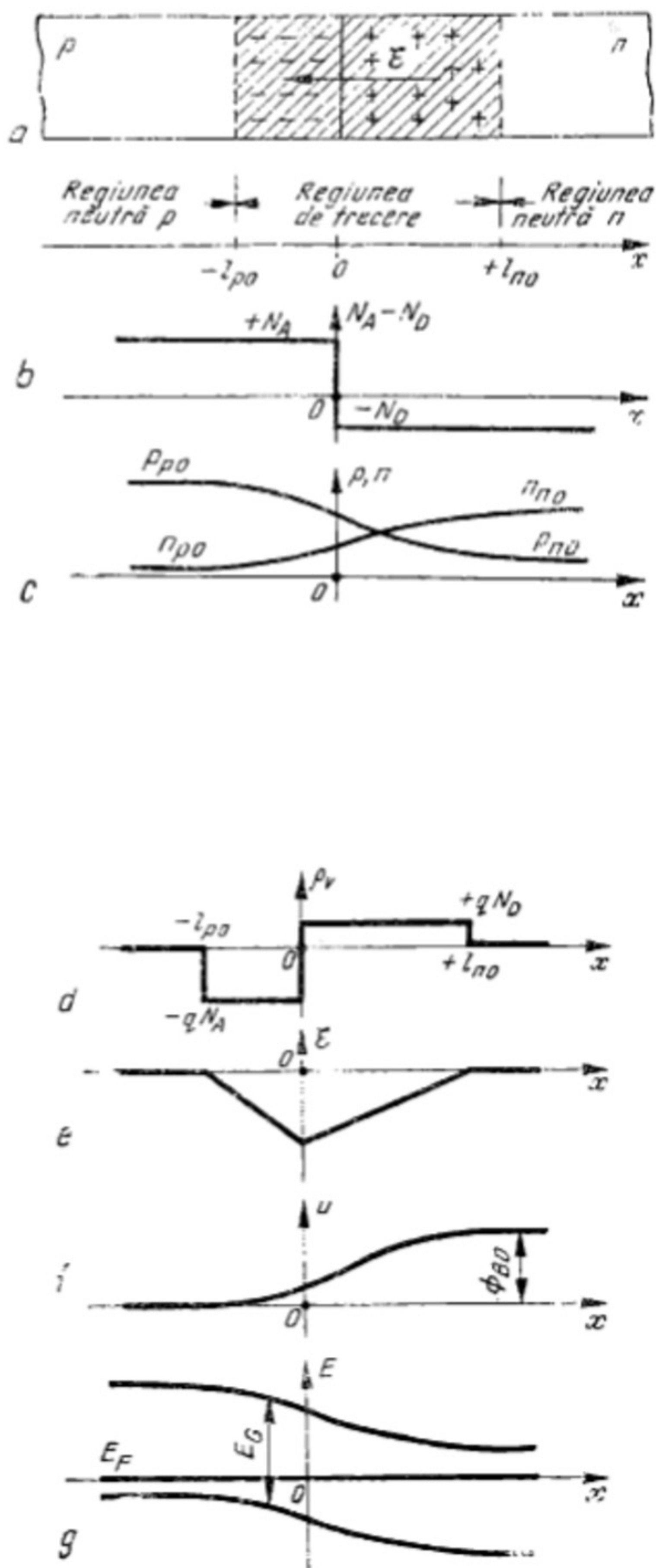

p
n
ε
a
Regiunea neutră p
Regiunea de trecere
Regiunea neutră n
$-l_{po}$
0
$+l_{no}$
x
$+N_A$
N_A-N_D
b
0
$-N_D$
x
p_{po}
p, n
n_{no}
n_{po}
p_{no}
c
0
x
ρ_v
$+qN_D$
$-l_{po}$
0
x
$+l_{no}$
d
$-qN_A$
0
ε
x
e
u
f
ϕ_{B0}
0
x
E
E_G
E_F
0
x
g

Fig. 3.2.

Distribuţia de cîmp electric ($\mathcal{E}$, fig. 3.2, *e*) **şi de potenţial electric** (u fig. 3.2, *f*) se deduc din rezolvarea ecuaţiei lui Poisson:

$$\frac{d^2u}{dx^2} = -\frac{\rho}{\varepsilon}, \tag{3.4}$$

cu condiţiile la limită:

$$\mathcal{E}(x = -l_{p0}) = \mathcal{E}(x = l_{n0}) = 0; \tag{3.5}$$

$$u(x = -l_{p0}) = 0, \; u(x = l_{n0}) = \Phi_{B0}. \tag{3.6}$$

Potenţialul Φ_{BO} care se stabileşte între limitele regiunii de sarcină spaţială se numeşte *diferenţă internă de potenţial*. Mărimea ei se determină observînd diagrama energetică a joncţiunii (fig. 3.2, *g*). Conform observaţiilor făcute în subcapitolul 2.4, nivelul Fermi la echilibru termic este constant. Benzile energetice din regiunea de trecere se curbează, potenţialul u regăsindu-se din relaţia:

$$u(x) = -\frac{E_c(x) - E_c(-l_{p0})}{q}. \tag{3.7}$$

Ca urmare, diferenţa internă de potenţial este dată de:

$$\Phi_{B0} = -\frac{E_c(l_{n0}) - E_c(-l_{p0})}{q}. \tag{3.8}$$

Ţinînd seama de relaţia (2.4) care dă concentraţiile de electroni:

$$n_{n0} = N_c \exp\left(-\frac{E_c(l_{n0}) - E_F}{kT}\right); \tag{3.9}$$

$$n_{p0} = N_c \exp\left(-\frac{E_c(-l_{p0}) - E_F}{kT}\right), \tag{3.10}$$

se obţine*:

$$\Phi_{B0} = \frac{kT}{q} \ln \frac{n_{n0}}{n_{p0}}. \tag{3.11}$$

Înlocuind concentraţiile n_{n0} şi p_{n0} cu expresiile lor date în funcţie de concentraţiile de impurităţi — relaţiile (3.1) şi (3.2) — diferenţa internă de potenţial are expresia:

$$\Phi_{B0} = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_A \cdot N_D}{n_i^2}. \tag{3.12}$$

Rezolvarea ecuaţiei lui Poisson (3.4), cu condiţiile la limită (3.5) şi (3.6) conduce la expresiile intensităţii cîmpului electric:

$$\mathcal{E}(x) = \begin{cases} \dfrac{-qN_A}{\varepsilon}(x + l_{p0}); & -l_{p0} < x < 0; \\ \dfrac{-qN_D}{\varepsilon}(l_{n0} - x); & 0 < x < l_{n0}, \end{cases} \tag{3.13}$$

şi ale potenţialului electric:

$$u(x) = \begin{cases} \dfrac{-qN_A}{\varepsilon}(x + l_{p0})^2; & -l_{p0} < x < 0; \\ \Phi_{B0} - \dfrac{qN_D}{\varepsilon}(l_{n0} - x)^2; & 0 < x < l_{n0}. \end{cases} \tag{3.14}$$

* O relaţie asemănătoare se stabileşte între p_{p0} şi p_{n0}.

Punînd condiţia de continuitate a intensităţii cîmpului electric la $x = 0$, se obţine relaţia:

$$N_A l_{p0} = N_D l_{n0}, \qquad (3.15)$$

care exprimă neutralitatea globală a semiconductorului şi indică *pătrunderea mai accentuată a regiunii de sarcină spaţială în zona mai slab dopată a joncţiunii.*

Din condiţia de continuitate a potenţialului electric în dreptul joncţiunii metalurgice ($x = 0$), corelată cu relaţia (3.15) se obţine **expresia lărgimii totale (l_0) a regiunii de sarcină spaţială la echilibru termic:**

$$l_0 = l_{n0} + l_{p0} = \sqrt{\frac{2\varepsilon}{q}\left(\frac{1}{N_D} + \frac{1}{N_A}\right)\Phi_{B0}}. \qquad (3.16)$$

Unul dintre cazurile particulare de dopare a joncţiunii *pn* este dat de profilul abrupt asimetric, caracterizat de concentraţii mari de impurităţi într-una dintre regiunile joncţiunii în raport cu cealaltă. Astfel de joncţiuni se notează p^+n, dacă $N_A \gg N_D$, şi pn^+, dacă $N_D \gg N_A$. Considerînd, de exemplu, o joncţiune p^+n, se observă că regiunea de trecere se extinde, practic, numai în regiunea slab dopată, lărgimea ei fiind:

$$l_0 \cong l_{n0} \cong \sqrt{\frac{2\varepsilon}{qN_D}\Phi_{B0}}. \qquad (3.17)$$

Într-o astfel de joncţiune, fenomenele electrice sînt dependente numai de concentraţia de impurităţi din regiunea slab dopată.

3.3. CARACTERISTICA STATICĂ A JONCŢIUNII *pn*

Caracteristica statică *desemnează dependenţa curentului prin joncţiune, I_A, de tensiunea de polarizare aplicată acesteia, V_A.* Convenţia de notaţii este prezentată în figura 3.3. Pentru aplicarea tensiunii de polarizare, la capetele joncţiunii se consideră două contacte ohmice ideale (vezi capitolul metal-semiconductor). Polarizarea electrică a joncţiunii *pn* se face în două situaţii:

— *polarizare directă*, pentru care $V_A > 0$ şi va rezulta $I_A > 0$;

— *polarizare inversă*, pentru care $V_A < 0$ (rezultă $I_A < 0$).

În polarizare directă se fac notaţiile $I_A = I_F$ şi $V_A = V_F$, iar în polarizare inversă, $I_A = -I_R$ şi $V_A = -V_R$.

3.3.1. Fenomene fizice în joncţiunea pn polarizată electric

Aplicarea unei tensiuni electrice exterioare (V_A) duce la modificarea cîmpului electric intern şi, ca urmare, duce

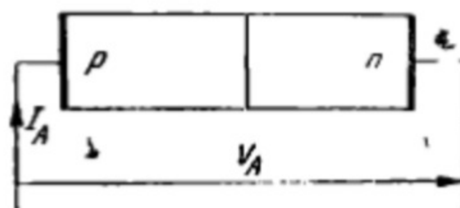


Fig. 3.3.

la stricarea echilibrului curenţi lor de difuzie şi de cîmp de la echilibru termic.

● **Aplicarea unei polarizări directe** (fig. 3.4) duce la *micşorarea cîmpului electric intern* (sensul tensiunii aplicate este contrar sensului cîmpului intern de la echilibru termic). Aceasta duce la micşoarea curenţilor de cîmp şi mărirea curenţilor de difuzie, rezultînd un curent I_F nenul. Micşorarea cîmpului electric intern duce la creşterea concentraţiei purtătorilor mobili de sarcină datorită deplasării golurilor spre regiunea *n* şi a electronilor spre regiunea *p* (în cantităţi mai mari decît la echilibru termic). Acest proces se numeşte *injecţie de purtători minoritari*. În figura 3.4, *b* s-au reprezentat cu linie întreruptă concentraţiile de electroni şi goluri la echilibru termic (n_0 şi p_0), iar cu linie continuă — aceleaşi mărimi în condiţiile polarizării directe (n şi p). Existenţa unui excedent de concentraţii duce la *preponderenţa fenomenelor de recombinare*. Recombinarea purtătorilor mobili de sarcină are loc atît în regiunile neutre, cît şi în interiorul regiunii de trecere. Ca urmare, se definesc trei **componente ale curentului direct** (fig. 3.4, *a*):

— *curentul de difuzie a golurilor* (I_{Fdp}) datorat golurilor care se recombină în regiunea neutră *n*; denumirea acestui curent provine de la faptul că golurile injectate în regiunea *n* sînt transportate în principal prin difuzie;

— *curentul de difuzie a electronilor* (I_{Fdn}), datorat electronilor injectaţi în regiunea *p* şi care se recombină cu goluri în regiunea neutră *p*;

— *curentul de recombinare* (I_{Fr}), datorat recombinării electron-gol în regiunea de trecere.

● **În cazul polarizării inverse** (fig. 3.5), tensiunea V_R, aplicată din exterior, *măreşte cîmpul electric intern*. Curenţii de difuzie se vor micşora în favoarea curenţilor de cîmp. Concentraţiile de electroni şi goluri vor fi

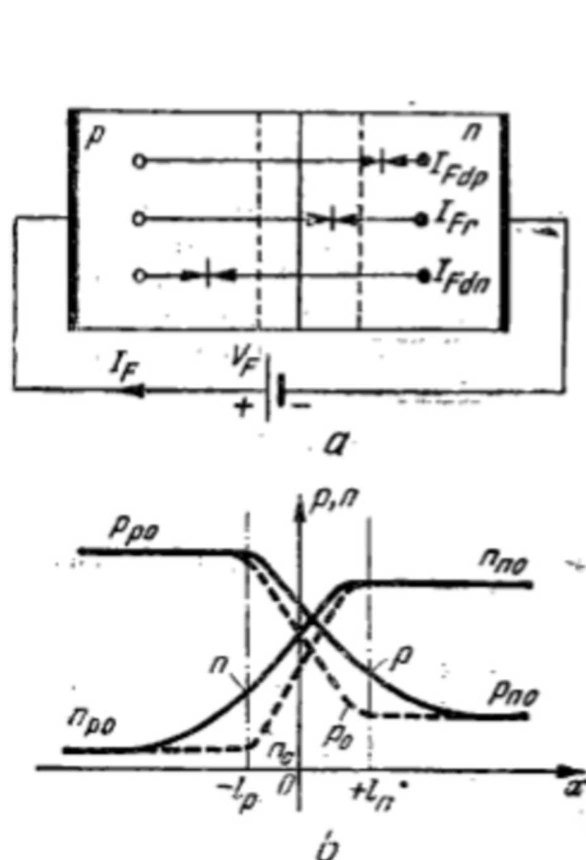


Fig. 3.4.

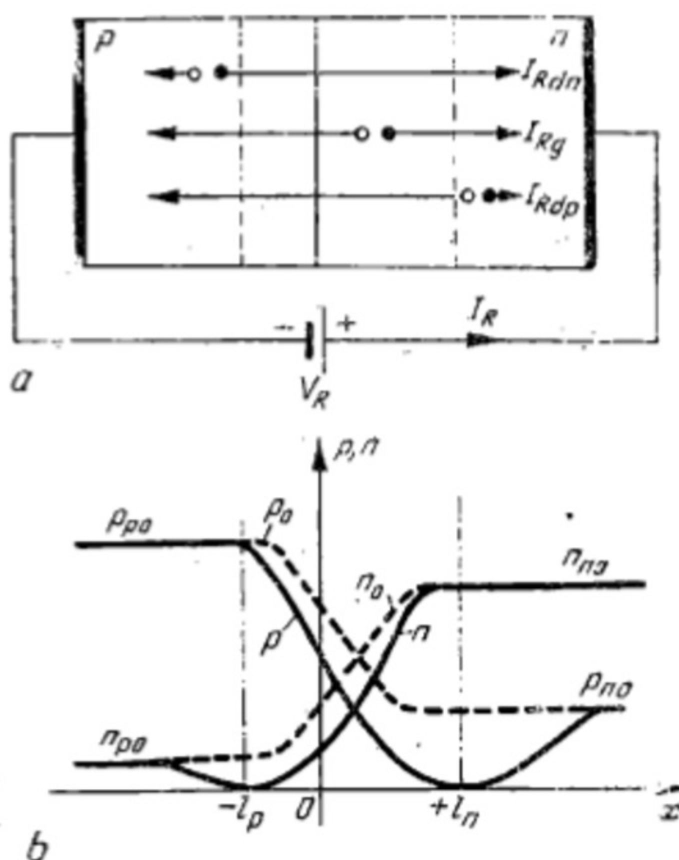


Fig. 3.5.

mai mici decît la echilibru termic (vezi fig. 3.5, *b*) datorită cîmpului electric crescut, care extrage golurile din regiunea *n* şi electronii din regiunea *p*. Ca urmare, *vor predomina fenomenele de generare*; odată generată, perechea electron-gol este despărţită prin antrenarea de către cîmp, a electronului şi golului, în sensuri contrare. După locul unde se generează perechea electron-gol, se definesc trei **componente ale curentului invers;**

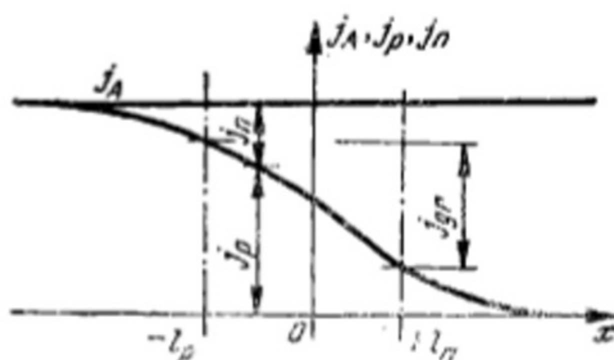


Fig. 3.6.

— *curentul de difuzie a electronilor*, I_{Rdn}, datorat generării în regiunea neutră *p*; denumirea curentului provine din faptul că transportul electronului în regiunea *p* se face, în principal, prin difuzie,

— *curentul de difuzie a golurilor*, I_{Rdp}, datorat generării în regiunea neutră *n*;

— *curentul de generare*, I_{Rg}, datorat purtătorilor generaţi în regiunea de trecere.

○ **Concluzii.** Avînd în vedere cele prezentate mai sus, se poate generaliza că în ambele regimuri de polarizare curentul prin joncţiunea *pn* se datorează atît fenomenelor din regiunea de sarcină spaţială, cît şi celor din regiunile neutre. În regiunea de sarcină spaţială curentul se datorează proceselor de generare-recombinare, transportul electronilor şi golurilor fiind determinat de cîmpul electric existent aici (I_{gr}). În regiunile neutre, curentul are origină tot în procesele de generare-recombinare, dar mecanismul de transport preponderent este difuzia purtătorilor minoritari (I_{dp} şi I_{dn}). Examinînd figurile 3.4 şi 3.5 se observă, de asemenea în mod unitar, că parcurgînd joncţiunea dinspre regiunea *p* către regiunea *n* contribuţia golurilor la curentul total scade, crescînd corespunzător contribuţia electronilor. Aceste rezultate sînt prezentate calitativ în figura 3.6; j_A este densitatea de curent total şi se compune din curentul de goluri j_p şi curentul de electroni j_n ($j_A = j_p + j_n$). Pe baza figurii 3.6 se deduce densitatea curentului de generare-recombinare (din interiorul regiunii de sarcină spaţială):

$$j_{gr} = j_p(-l_p) - j_p(l_n) = j_n(l_n) - j_n(-l_p). \tag{3.18}$$

3.3.2. Determinarea caracteristicii statice

● Studiul caracteristicii statice se va face, în continuare, pe baza *aproximaţiei de golire*, completată cu **două aproximări specifice situaţiei de neechilibru.**

Prima aproximare se referă la regiunile neutre şi este cunoscută sub denumirea de **nivel mic de injecţie;** aceasta presupune că injecţia de purtători minoritari se fac într-o măsură care permite neglijarea concentraţiilor lor în raport cu cele ale purtătorilor majoritari, adică:

$$n(-l_p) \ll p_{p0}; \quad p(l_n) \ll n_{n0}; \tag{3.19}$$

(pentru notații, vezi figura 3.4). Este evident că inegalitățile de mai sus sînt critice la polarizarea directă. Relațiile (3.19) trebuie interpretate în sensul că aportul de sarcină suplimentară în regiunile neutre este foarte mic. Acest fapt are următoarele consecințe:

— concentrațiile purtători majoritari din regiunile neutre nu diferă sensibil de cazul echilibrului termic:

$$p(x \leqslant \quad l_p) \cong p_{p0}; \quad n(x \geqslant l_n) \cong n_{n0}; \tag{3.20}$$

Acest lucru se explică prin tendința concentrațiilor de purtători majoritari de a urmări modul de variație a concentrațiilor purtătorilor minoritari datorită forțelor electrice care apar între sarcini de semn contrar; întrucît surplusul de purtători minoritari este mic, modificarea concentrațiilor purtătorilor majoritari, față de echilibrul termic, este nesemnificativă.

— cîmpul electric din regiunile neutre este foarte mic. Pentru curenții de purtători majoritari, el nu poate fi neglijat întrucît reprezintă singura modalitate de transport în condițiile în care concentrația lor s-a presupus constantă (vezi relația 3.20). În schimb, pentru purtătorii minoritari se poate neglija curentul de cîmp față de curentul de difuzie. Această neglijare are în vedere atît valoarea mică a cîmpului electric, cît și nivelul redus al concentrațiilor purtătorilor minoritari. Ca urmare, se va aproxima:

$$j_n(x \leqslant -l_p) \cong j_{nd}; \quad j_p(x \geqslant l_n) \cong j_{pd}. \tag{3.21}$$

A doua aproximare se referă la regiunea de sarcină spațială și definește **situația de cvasiechilibru.** Conform acestei ipoteze, produsul concentrațiilor de electroni și de goluri este o constantă în tot volumul regiunii de sarcină spațială, la fel ca la echilibrul termic; valoarea constantei este însă diferită de n_i^2.

● **Calculele privind caracteristica statică** încep cu observația că aplicarea unei tensiuni din exterior modifică diferența internă de potențial (Φ_B) față de cazul echilibrului termic (Φ_{B0}) cu valoarea V_A:

$$\Phi_B = \Phi_{B0} - V_A. \tag{3.22}$$

În figurile 3.7,*a* și *b* s-a reprezentat variația potențialului u de-a lungul joncțiunii în polarizare directă, respectiv inversă, iar în figura 3.7, *c*—diagrama energetică a structurii în polarizare directă.

Expresiile intensității cîmpului electric și potențialului electric se determină similar cu cazul echilibrului termic, înlocuind condiția la limită (3.6) cu condiția:

$$u(x = l_n) = \Phi_{B0} - V_A; \tag{3.23}$$

limitele regiunii de sarcină spațială se notează cu l_p și l_n, iar grosimea ei cu l. Pentru intensitatea cîmpului electric se obțin relațiile:

$$\mathscr{E}(x) = \begin{cases} -\dfrac{qN_A}{\varepsilon}(x + l_p); & -l_p < x < 0; \\ -\dfrac{qN_D}{\varepsilon}(l_n - x); & 0 < x < l_n, \end{cases} \tag{3.24}$$

iar pentru potențialul electric:

$$u(x) = \begin{cases} \dfrac{qN_A}{\varepsilon}(x + l_p)^2; & -l_p < x < 0; \\ \Phi_{B0} - V_A - \dfrac{qN_D}{\varepsilon}(l_n - x)^2; & 0 < x < l_n. \end{cases} \tag{3.25}$$

Între mărimile l_n și l_p există relația:

$$N_A l_p = N_D l_n, \quad (3.26)$$

iar *grosimea regiunii de sarcină spațială* este dată de:

$$l = \sqrt{\frac{2\varepsilon}{q}\left(\frac{1}{N_D} + \frac{1}{N_A}\right)\left(\Phi_{B0} - V_A\right)}; \quad (3.27)$$

se observă că în polarizare directă $l < l_0$, iar în polarizare inversă $l > l_0$.

Calculul curenților de difuzie impune *cunoașterea concentrațiilor de electroni și goluri în regiunile neutre p, respectiv n*, unde aceștia sînt minoritari: $n(x \leqslant -l_p) = n_p(x)$ și $p(x \geqslant l_n) = p_n(x)$. Pentru concentrația de goluri, se apelează la ecuația de continuitate (2.35) pentru caz staționar $(\partial p/\partial t = 0)$:

$$\frac{p_n - p_{n0}}{\tau_p} + \frac{1}{q}\frac{\mathrm{d}j_p}{\mathrm{d}x} = 0, \quad (3.28)$$

unde j_p, conform relațiilor (3.21) și (2.21), este dat de:

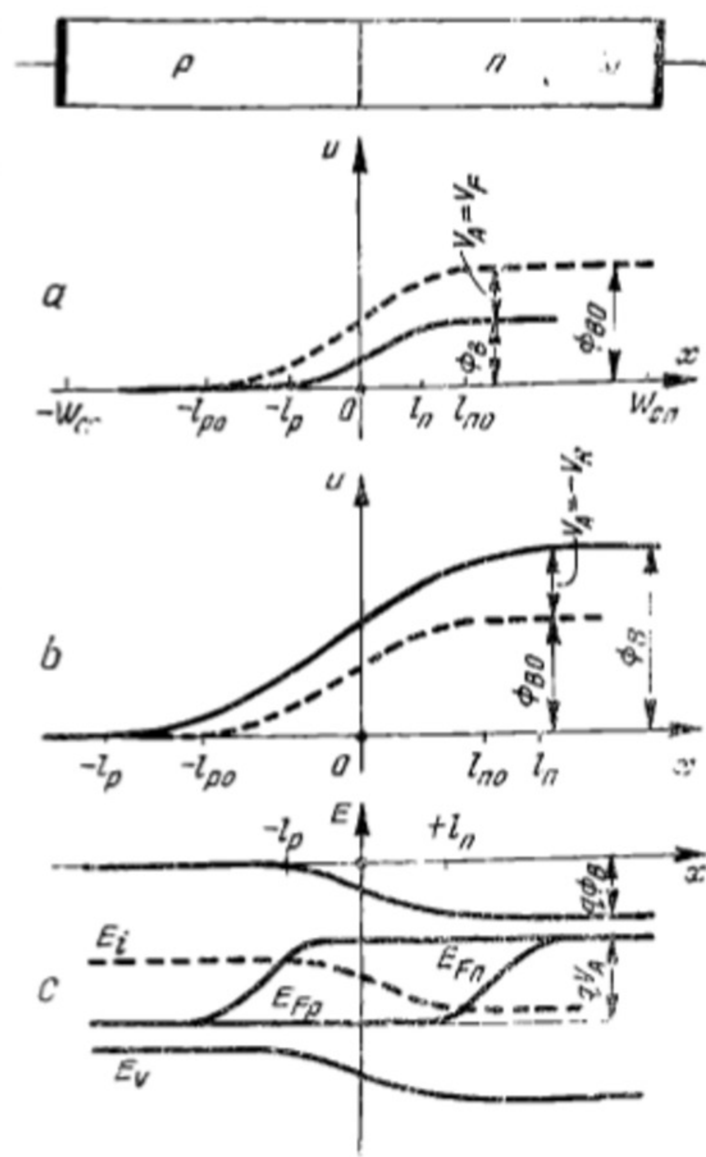


Fig. 3.7.

$$j_p \cong j_{pd} = -q D_p \frac{dp_n}{\mathrm{d}x}. \quad (3.29)$$

Introducînd expresia (3.29) în ecuația (3.28) se obține ecuația diferențială:

$$\frac{\mathrm{d}^2 p_n}{\mathrm{d}x^2} - \frac{p_n - p_{n0}}{L_p^2} = 0, \quad (3.30)$$

unde cu L_p s-a notat mărimea:

$$L_p = \sqrt{D_p \tau_p} \quad (3.31)$$

care poartă denumirea de *lungime de difuzie a golurilor*. O ecuație similară se obține pentru concentrația n de electroni și se definește *lungimea de difuzie a electronilor*:

$$L_n = \sqrt{D_n \tau_n}. \quad (3.32)$$

Rezolvarea ecuației (3.30) impune cunoașterea condițiilor la limită $p_n(l_n)$ și $p_n(\infty)$.

Calculul concentrației de goluri la limita dintre regiunea neutră n și regiunea de sarcină spațială ține seama de condiția de nivel mic de injecție cu consecința exprimată de relația (3.20). Ca urmare, cvasinivelele Fermi pentru electroni în regiunea neutră n (E_{Fn}) și pentru goluri în regiunea neutră p (E_{Fp}) sînt constante (vezi figura 3.7, *c*) și coincid cu nivelele Fermi din semiconductorul de tip p, respectiv n, la echilibru termic. Atunci, se observă relația:

$$E_{Fn}(l_n) - E_{Fp}(-l_p) = qV_A. \tag{3.33}$$

Condiția $pn = const.$, stabilită de ipoteza de cvasiechilibru în regiunea de trecere, devine prin înlocuirea concentrațiilor de electroni și goluri cu expresiile (2.11) și (2.12):

$$pn = n_i^2 \exp\left(\frac{E_{Fn} - E_{Fp}}{kT}\right) = const., \tag{3.34}$$

ceea ce semnifică:

$$E_{Fn} - E_{Fp} = const. \tag{3.35}$$

Asupra variației cvasinivelelor Fermi în interiorul regiunii de sarcină spațială se face o aproximare pe baza următoarelor considerente. Conform relațiilor (2.11), (2.22) rezultă expresia curentului total de electroni în termeni de cvasinivele Fermi:

$$j_n = n\mu_n \frac{dE_{Fn}}{dx}. \tag{3.36}$$

Pentru densitățile uzuale de curent prin joncțiune rezultă o valoare mică a gradientului cvasinivelului Fermi sau echivalent:

$$E_{Fn} \cong const.$$

în interiorul regiunii de sarcină spațială. Un rezultat similar se obține pentru E_{Fp}. Această observație, alături de cele descrise de relațiile (3.33) și (3.35), duce la concluzia constanței cvasinivelelor Fermi în interiorul regiunii de sarcină spațială:

$$E_{Fn} - E_{Fp} = E_{Fn}(-l_p) - E_{Fp}(-l_p) = E_{Fn}(l_n) - E_{Fp}(l_n) = qV_A. \tag{3.37}$$

Conform relațiilor (2.12) și (3.37), se obține:

$$p_n(l_n) = p_{n0} \exp\left(\frac{qV_A}{kT}\right) \tag{3.38}$$

și, în mod analog:

$$n_p(l_p) = n_{p0} \exp\left(\frac{qV_A}{kT}\right). \tag{3.39}$$

Relațiile (3.38) și (3.39) mai sînt cunoscute și sub denumirea de „condiții tip Shockley".

Pentru *a doua condiție la limită* se consideră:

$$p_n(\infty) = p_{n0}, \tag{3.40}$$

ceea ce arată că la distanțe mari față de regiunea de trecere toți purtătorii minoritari injectați s-au recombinat, restabilindu-se concentrația de la echilibru termic. Această condiție corespunde joncțiunilor care au contactele ohmice la distanțe (W_{cp} și W_{cn}, conform figurii 3.7):

$$W_{cp} \gg L_n; \quad W_{cn} \gg L_p; \tag{3.41}$$

aceste condiții specifică tipul de *joncțiune groasă*.

În felul acesta, soluția ecuației (3.30) este:

$$p_n(x) = p_{n0} + p_{n0}\left[\exp\left(\frac{qV_A}{kT}\right) - 1\right] \exp\left(-\frac{x - l_n}{L_p}\right). \tag{3.42}$$

Calculul curenţilor de generare-recombinare impune *cunoaşterea vitezei nete de recombinare în interiorul regiunii de sarcină spaţială*. Conform *modelului Shockley — Read — Hall* (relaţia 2.29) şi a relaţiilor (3.34) şi (3.37), viteza netă de recombinare are expresia:

$$U = \frac{n_i^2\left[\exp\left(\frac{qV_A}{kT}\right) - 1\right]}{\tau_{n0}(p + p_t) + \tau_{p0}(n + n_t)}. \tag{3.43}$$

Se poate observa că mărimea lui U este maximă pentru nivele energetice intermediare E_t situate la mijlocul benzii interzise ($E_t = E_i$), situaţie care va fi luată în considerare; atunci:

$$n_t = p_t = n_i. \tag{3.44}$$

De asemenea se va considera egalitatea timpilor de viaţă:

$$\tau_{n0} = \tau_{p0} = \tau_0. \tag{3.45}$$

Atunci, expresia a (3.43) devine:

$$U = \frac{n_i^2 \exp\left(\frac{qV_A}{kT}\right) - 1}{\tau_0\,(p + n + 2\,n_i)}. \tag{3.45}$$

La rîndul ei, această expresie depinde de poziţia în interiorul regiunii de sarcină spaţială (x) prin intermediul concentraţiilor p şi n. Se deduce simplu că, în ipoteza $pn = const.$, maximul are loc pentru abscisa la care $p = n$, sau, conform cu (2.11), (2.12) şi (3.37):

$$E_{Fn} - E_i = E_i - E_{Fp} = \frac{qV_A}{2}. \tag{3.46}$$

Valoarea maximă a vitezei nete de recombinare rezultă:

$$U_{max} = \frac{n_i}{2\tau_0} \cdot \frac{\exp\left(\frac{qV_A}{kT}\right) - 1}{\exp\left(\frac{qV_A}{2kT}\right) + 1}. \tag{3.47}$$

Relaţiile (3.42) şi (3.47) permit *calculul curentului total prin joncţiune*. Ţinînd seama de notaţiile din figura 3.6 şi de explicaţiile din paragraful anterior, rezultă:

$$I_A = A_J j_A = A_J[j_p(l_n) + j_{gr} + j_n(-l_p)] \cong A_J[j_{pd}(l_n) + j_{gr} + j_{nd}(-l_p)] =$$
$$= I_{dp}(l_n) + I_{gr} + I_{dn}(-l_p), \tag{3.48}$$

unde A_J reprezintă aria joncţiunii.

Curentul de difuzie a golurilor rezultă din relaţiile (3.21) şi (3.42):

$$I_{dp}(l_n) = -A_J\, q\, D_n \frac{\mathrm{d}p_n}{\mathrm{d}x}\bigg|_{x=l_n} =$$
$$= A_J q \frac{D_p p_{n0}}{L_p}\left[\exp \frac{qV_A}{kT}\right) - 1\right]; \tag{3.49}$$

În mod similar rezultă curentul de difuzie a electronilor:

$$I_{dn}(-l_p) = A_J q \frac{D_n n_{p0}}{L_n}\left[\exp\left(\frac{qV_A}{kT}\right) - 1\right]. \quad (3.50)$$

Calculul componentei de generare-recombinare a curentului (I_{gr}) pleacă de la **ecuațiile** de continuitate (2.32) sau (2.33) scrise pentru regim staționar ($\partial p_n/\partial t = 0$, $\partial n_p/\partial t = 0$) și $G_L = 0$; cunoscînd că $R_p = R_n = U$ și ținînd seamă de (3.18), se obține:

$$j_{gr} = j_n(l_n) - j_n(-l_p) = q\int_{-l_p}^{+l_n} U\,\mathrm{d}x. \quad (3.51)$$

Integrala din relația de mai sus este dificil de calculat datorită dependenței lui U de abscisa x, prin intermediul concentrațiilor p și n (3.45). În practică se obțin rezultate satisfăcătoare înlocuind pe U cu valoarea sa maximă dată de (3.47); atunci:

$$I_{gr} = A_J j_{gr} = A_J q \frac{n_i}{2\tau_0} l \frac{\exp\left(\frac{qV_A}{kT}\right) - 1}{\exp\left(\frac{qV_A}{2kT}\right) + 1}. \quad (3.52)$$

Exceptînd domeniul tensiunilor V_A mici ($|V_A| < 3\,kT/q$, pentru $kT/q = 0{,}026$ V la $T = 300$ k), relația (3.52) se exprimă satisfăcător prin:

$$I_{gr} = A_J q \frac{n_i}{2\tau_0} l\left[\exp\left(\frac{qV_A}{2kT}\right) - 1\right]. \quad (3.53)$$

În felul acesta, **expresia matematică a caracteristicii statice** este:

$$I_A = I_{0d}\left[\exp\left(\frac{qV_A}{kT}\right) - 1\right] + I_{0gr}\left[\exp\left(\frac{qV_A}{2kT}\right) - 1\right], \quad (3.54)$$

unde I_{0d} este curentul de saturație corespunzător difuziei, dat de:

$$I_{0d} = A_J q\left(\frac{D_p p_{n0}}{L_p} + \frac{D_n n_{p0}}{L_n}\right) = A_J q\, n_i^2\left(\frac{D_p}{L_p N_D} + \frac{D_n}{L_n N_A}\right), \quad (3.55)$$

iar I_{0gr} este curentul de saturație corespunzător fenomenelor de generare-recombinare:

$$I_{0gr} = A_J q \frac{n_i}{2\tau_0} l. \quad (3.56)$$

În polarizare inversă, la tensiuni $V_R > 3\ kT/q$, curentul are expresia:

$$I_R \cong I_{0d} + I_{0gr} = I_0,$$

unde cu I_0 s-a notat curentul de saturație, denumire justificată de slaba dependență a acestui curent de tensiunea V_A; într-adevăr, numai curentul I_{0gr} depinde de tensiune prin lărgimea l a regiunii de trecere (3.27). Joncțiunile din siliciu au curentul de saturație determinat, practic, numai de fenomenele de generare ($I_0 \cong I_{0gr}$). Pentru germaniu, cele două compo-

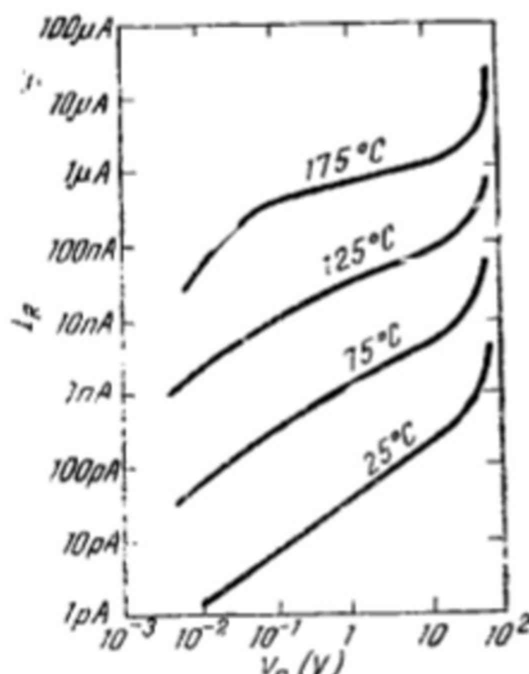


Fig. 3.8.

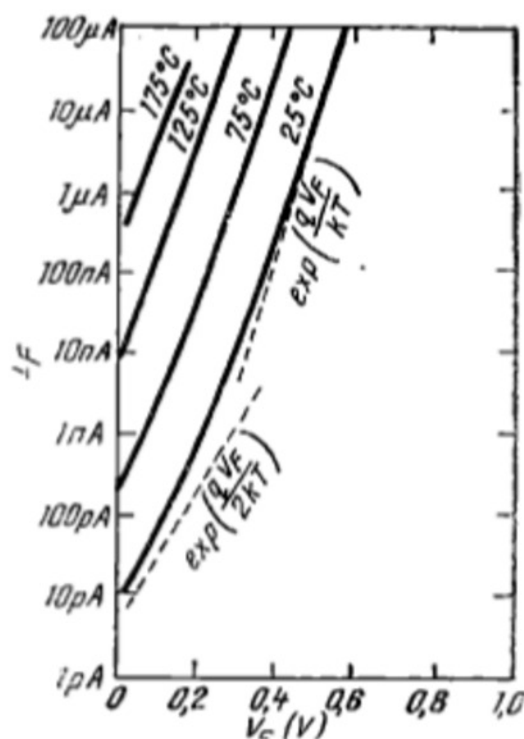


Fig. 3.9.

nente pot deveni comparabile. Un exemplu de caracteristică statică în polarizare inversă (pentru siliciu) este dat în figura 3.8.

În polarizare directă, la tensiuni $V_F < 3\ kT/q$, curentul este dat de:

$$I_F \cong I_{0d} \exp\left(\frac{qV_F}{kT}\right) + I_{0gr} \exp\left(\frac{qV_F}{2kT}\right). \tag{3.57}$$

La dispozitivele din germaniu predomină curentul de difuzie. La dispozitivele cu siliciu, la tensiuni V_F mici predomină curentul de recombinare, iar la tensiuni mari — cel de difuzie (vezi figura 3.9).

Pentru calcule în scheme electrice, relația (3.54) se aproximează cu una mai simplă:

$$I_A = I_0\left[\exp\left(\frac{qV_A}{mkT}\right) - 1\right], \tag{3.58}$$

unde coeficientul m ia valori cuprinse între 1 și 2. În figura 3.10 se prezintă într-o singură diagramă caracteristica statică pentru o joncțiune în ambele situații de polarizare, utilizînd scări liniare atît pentru curent, cît și pentru tensiune. Datorită modului rapid de variație a funcției exponențiale, se observă că într-un domeniu limitat de curent, — tensiunea pe joncțiune în polarizare directă poate fi presupusă constantă; valoarea tipică a acesteia este 0,7 V pentru siliciu, 0,3 V pentru germaniu și 1 V pentru Ga As. Se arată că tensiunea pe joncțiune

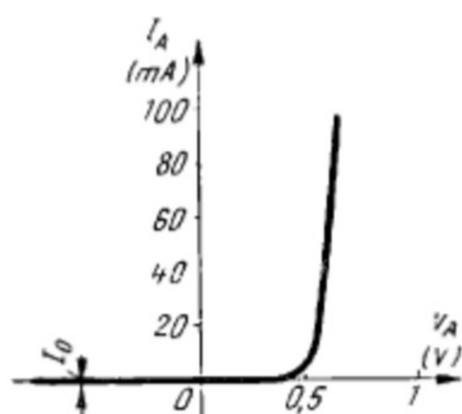


Fig. 3.10.

în polarizare directă nu poate depăşi valoarea lui Φ_{B0} (pentru siliciu, $\Phi_{B0} \cong \cong 0{,}8-0{,}9$ V); în acest sens, se poate consulta şi paragraful 3.3.4. În polarizare inversă, tensiunile aplicate pot fi foarte mari; pentru completare, se pot consulta paragraful 3.3.5 şi subcapitolul 3.5.

Cazul joncţiunii subţiri

Un caz aparte de funcţionare a unei joncţiuni este dat de *joncţiunea subţire*; o asemenea joncţiune are unul sau amindouă contactele apropiate de regiunea de sarcină spaţială, adică relaţiile (3.11) nu mai sînt adevărate. În dreptul contactelor, presupuse ideale, concentraţiile de purtători iau valorile de la echilibru termic. Ca urmare, condiţia la limită (3.40) nu mai este valabilă; ea se înlocuieşte, după caz, cu

$$p_n(W_{cn}) = p_{n0} \tag{3.59}$$

sau:

$$n_p(-W_{cp}) = n_{p0}. \tag{3.60}$$

Presupunind, de exemplu, că regiunea neutră n este foarte subţire:

$$W_{cn} \ll L_p, \tag{3.61}$$

distribuţia de goluri din regiunea neutră n, rezultată din rezolvarea ecuaţiei (3.30), se poate aproxima cu:

$$p_n(x) \cong p_{n0} + [p_n(l_n) - p_{n0}]\left(1 - \frac{x - l_n}{W_{cn} - l_n}\right), \tag{3.62}$$

adică o variaţie liniară. Curentul de difuzie corespunzător are în acest caz expresia:

$$I_{dp}(l_n) = -A_J q \left.\frac{\mathrm{d}p_n}{\mathrm{d}x}\right|_{x=l_n} = A_J q \frac{D_p p_{n0}}{W_{cn}}\left[\exp\left(\frac{qV_A}{kT}\right) - 1\right]; \tag{3.63}$$

în mod formal, această relaţie se obţine din (3.49) prin înlocuirea lui L_p cu W_{cn}. Curentul de generare-recombinare nu se modifică. Ţinînd seama de inegalitatea (3.61), se observă *creşterea puternică a curentului de difuzie*, ceea ce constituie o trăsătură esenţială a joncţiunii subţiri.

3.3.3. Efectul suprafeţei semiconductorului asupra caracteristicii statice

Suprafaţa semiconductorului reprezintă o „defecţiune" majoră a structurii cristaline, prin întreruperea periodicităţii reţelei. Din punct de vedere tehnic, suprafaţa este şi sediul unor impurităţi suplimentare, active electric. Din punct de vedere constructiv, nici o joncţiune nu poate evita suprafaţa semiconductorului (vezi subcapitolul 3.5). Toate acestea se traduc printr-o creştere accentuată în această regiune a vitezelor de generare şi recombinare. *Din punctul de vedere al caracteristicii statice, apare o modificare a componentei de generare-recombinare a curentului,* în sensul:

$$I_{gr} = I_{gr_v} + I_{gr_s}, \tag{3.68}$$

unde I_{gr_v} reprezintă efectul de generare-recombinare din volumul semiconductorului (dat de relaţia 3.53), iar I_{gr_s} — de la suprafaţa sa.

Comportarea diferită a suprafeţei semiconductorului faţă de volumul său, din punctul de vedere al fenomenelor de generare-recombinare, duce şi la modificarea distribuţiei purtătorilor minoritari din vecinătatea suprafeţei, deci a curenţilor de difuzie din acea zonă, dar fenomenul este neglijabil.

Dinamica procesului de generare-recombinare la suprafaţă este dată de viteza netă de recombinare la suprafaţă, U_s, care semnifică numărul de purtători care se recombină/generează pe unitatea de suprafaţă şi în unitatea de timp. Expresia acestei mărimi, dedusă pe baza unui model de tip SRH, este:

$$U_s = s_0 \frac{p_s n_s - n_i^2}{n_s + p_s + 2n_i}, \tag{3.65}$$

unde s_0 reprezintă viteza efectivă de generare-recombinare la suprafaţă, iar p_s şi n_s — concentraţiile de purtători la suprafaţă.

○ **Precizare.** Relaţia (3.65) a fost scrisă în ipoteza unui singur nivel energetic de recombinare la suprafaţă, situat la mijlocul benzii interzise.

Parametrul s_0, a cărui unitate de măsură este cm/s, caracterizează starea suprafeţei din punctul de vedere a fenomenelor de generare-recombinare într-un mod analog cum face τ_0 pentru volumul semiconductorului.

Utilizînd aceleaşi modele, ale nivelului mic de injecţie şi ale cvasiechilibrului, expresia curentului de generare-recombinare la suprafaţă (pentru $|V_A| > 3\ kT/q$) este:

$$I_{gr_s} \cong \frac{1}{2} q n_i s_0 A_s \left[\exp\left(\frac{qV_A}{2kT}\right) - 1\right], \tag{3.66}$$

unde A_s reprezintă aria suprafeţei semiconductorului cuprinsă de regiunea de sarcină spaţială. Atunci, curentul total de generare-recombinare este:

$$I_{gr} = \frac{1}{2} q n_i \left(\frac{lA_j}{\tau_0} + s_0 A_s\right)\left[\exp\left(\frac{qV_A}{2kT}\right) - 1\right]. \tag{3.67}$$

○ **Trebuie remarcat că** multe dispozitive semiconductoare de larg consum, al căror grad de prelucrare a suprafeţei nu este prea avansat, au caracteristicile statice dominate de curentul de generare-recombinare la suprafaţă. Aceasta duce la creşterea excesivă a curenţilor inverşi şi la instabilitatea în timp a caracteristicii statice.

3.3.4. Efecte la nivel mare de injecţie

Odată cu creşterea curentului prin joncţiunea polarizată direct, relaţiile (3.19) nu se mai îndeplinesc; se trece, astfel, la regimul de nivel mare de injecţie. În aceste condiţii, nici ipoteza de cvasiechilibru nu mai poate fi aplicată. Modelele care descriu nivelul mare de injecţie sînt complicate. Fenomenul fizic cel mai notabil este legat de *apariţia unor cîmpuri electrice în regiunile neutre*, cîmpuri care nu se mai pot neglija; atunci, din tensiunea V_A aplicată joncţiunii, numai o parte, V_J, se aplică între limitele regiunii de sarcină spaţială, iar restul cade pe rezistenţele regiunilor neutre (R_{sn} şi R_{sp}, conform figurii 3. 11, *a*). Suma celor două rezistenţe se notează cu R_s şi poartă denumirea de rezistenţă serie a structurii. Presupunînd că între curentul I_F şi tensiunea V_J rămîne valabilă o dependenţă de genul relaţiei (3.58), rezultă:

$$V_F = m\frac{kT}{q} \ln \frac{I_F}{I_0} + R_s I_F. \tag{3.68}$$

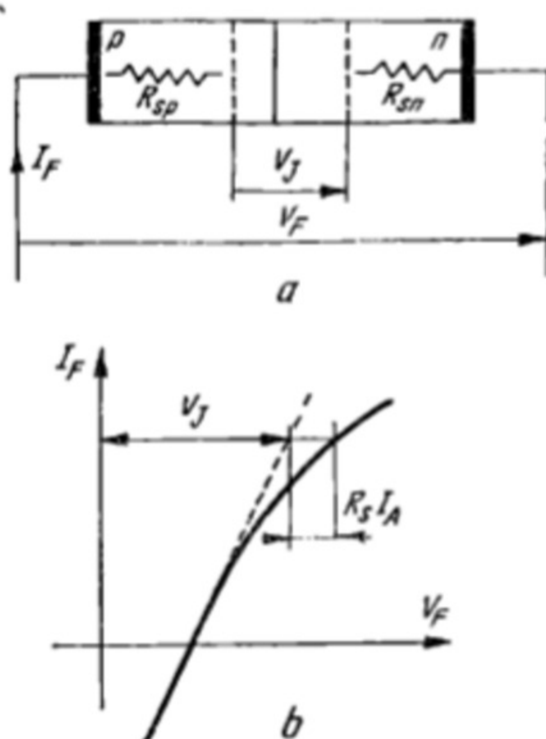


Fig. 3.11.

Relația de mai sus indică *abaterea caracteristicii $I_F(V_F)$ de la legea exponențială* și *creșterea tensiunii pe joncțiune;* aceste efecte sînt sugerate de figura 3.11, *b.*

○ **Trebuie remarcat că** *valoarea rezistenței serie* din relația (3.68) *nu este o constantă.* Într-adevăr, la creșterea curentului prin structură, cresc concentrațiile de electroni și goluri și scade rezistivitatea materialului (vezi relația 2.18) ; ca urmare, va scădea și rezistența serie.

3.3.5. Străpungerea joncțiunii *pn*

Fenomenul electric de străpungere a joncțiunii *pn* constă din creșterea puternică a curentului în polarizare inversă la o anumită tensiune, așa cum rezultă din figura 3.12. În dreptul tensiunii V_{BR}, numite *tensiune de străpungere,* curentul I_R tinde către infinit.

○ **Observație.** Dacă circuitul electric exterior limitează curentul prin joncțiune la o valoare care nu duce la distrugerea structurii prin încălzire excesivă, fenomenul de străpungere este reversibil.

Străpungerea joncțiunii poate fi explicată prin **două efecte,** amîndouă fiind legate de valorile mari ale intensității cîmpului electric la tensiuni inverse mari.

● Pentru marea majoritate a cazurilor, străpungerea este determinată de **multiplicarea în avalanșă a purtătorilor de sarcină.** La tensiuni inverse ridicate, cîmpul electric din regiunea de sarcină spațială atinge valori mari și imprimă o energie crescută purtătorilor de sarcină care trec pe acolo. În urma ciocnirii cu atomii rețelei cristaline, un purtător de sarcină poate avea energie suficientă pentru a forma o pereche electron-gol prin ruperea unei legături covalente. Acești purtători de sarcină suplimentari sînt antrenați la rîndul lor de cîmpul electric și pot forma noi perechi electron-gol ș.a.m.d., ducînd la creșterea curentului. La tensiunea de străpungere, multiplicarea purtătorilor este practic infinită, ducînd la creșterea nelimitată a curentului.

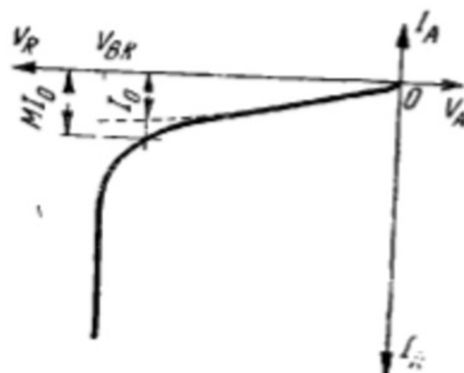


Fig. 3.12.

Din punct de vedere cantitativ, prezența fenomenului de multiplicare este luat în considerație prin înmulțirea valorii curentului invers I_0 (în absența acestui fenomen) cu un coeficient M — de multiplicare în avalanșă :

$$I_R = MI_0. \qquad (3.69)$$

Coeficientul M poate fi calculat cu o relație empirică:

$$M = \frac{1}{1 - \left(\frac{V_R}{V_{BR}}\right)^n}, \qquad (3.70)$$

unde n este un exponent cuprins între 4 și 7, valoarea sa depinzînd de semiconductor și de modul de impurificare. Pentru valori ale tensiunii inverse $V_R < 0,7\ V_{BR}$, coeficientul M este aproximativ unitar și relația $I_R = I_0$ își păstrează valabilitatea. În apropierea tensiunii de străpungere, mărimea lui M este importantă și utilizarea relației (3.69) devine necesară. Din relația (3.70) rezultă și faptul că pentru $V_R = V_{BR}$, coeficientul M tinde spre infinit.

Mărimea tensiunii de străpungere depinde, în acest caz, de mai mulți factori: doparea cu impurități, geometria structurii, tehnologia de fabricație etc. De exemplu, la o joncțiune planară difuzată (v. fig. 3.22), V_{BR} scade la micșorarea lui r_j. Figura 3.13 prezintă dependența tensiunii de străpungere a unei joncțiuni abrupte asimetrice, plane, funcție de concentrația de impurități (C_B) din regiunea slab dopată a joncțiunii.

● Pentru concentrații mari de impurități ($> 10^{18}$ cm^{-3}) străpungerea joncțiunii nu se mai face prin multiplicare în avalanșă, ci prin **efect Zener.** Aceasta constă în apariția unui număr crescut de purtători de sarcină prin ruperea unor legături covalente sub acțiunea directă a cîmpului electric. Efectul Zener apare la un număr redus de tipuri de joncțiuni și anume la acelea cu tensiuni mici de străpungere (< 5V).

Regiunea de străpungere a caracteristicii electrice inverse, unde tensiunea este practic independentă de valoarea curentului se numește și *regiune de stabilizare.*

Suprafața semiconductorului poate juca un rol important în străpungerea joncțiunii. Dacă suprafața prezintă imperfecțiuni majore (de exemplu, impurități nedorite), tensiunea de străpungere devine instabilă în timp și caracteristica statică din apropierea străpungerii prezintă un cot moale.

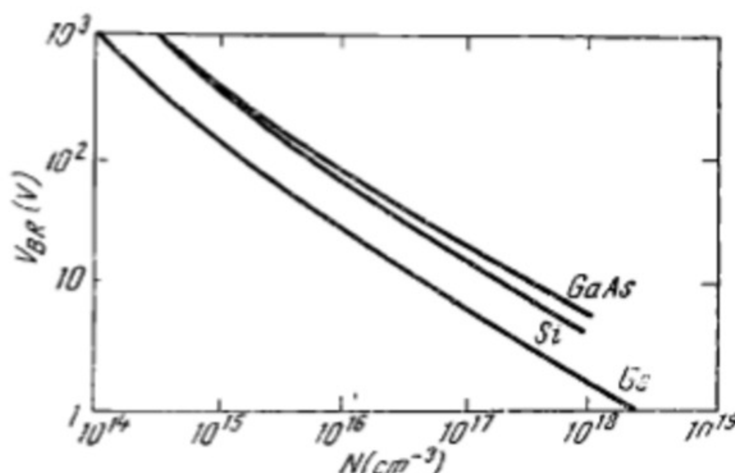


Fig. 3.13.

3.3.6. Dependența de temperatură a caracteristicii statice

Caracteristica statică a joncțiunii *pn* depinde puternic de temperatură.

● Calitativ, această dependență se manifestă prin **creșteri de curenți** atît în polarizarea directă (I_F), cît și în polarizarea inversă (I_R), odată cu creșterea temperaturii.

Curentul invers al joncțiunii *pn* depinde de temperatură în special prin intermediul concentrației intrinseci de purtători, n_i. *Componenta de difuzie* (relația 3.55) este proporțională cu n_i^2; celelalte mărimi care depind de temperatură sînt D_p, D_n și L_p, L_n, însă dependența este slabă (relațiile 2.22, 3.31 și 3.32).

Cunoscînd dependența de temperatură a concentrației intrinseci (relația 2.2), se poate scrie:

$$I_{0d} \sim T^{\alpha} \exp\left(-\frac{E_G}{kT}\right), \tag{3.71}$$

unde factorul T^{α} înglobează atît pe T^3 din expresia lui n_i^2, cît și dependența de temperatură a lui D_p, D_n, L_p, L_n ($\alpha \cong 2{,}5$). Cea mai importantă variație se datorește factorului exponențial.

Componenta de generare (relația 3.56 sau 3.67) este proporțională cu n_i; în mod similar se poate scrie:

$$I_{0gr} \sim T^{\beta} \exp\left(-\frac{E_G}{2kT}\right), \tag{3.72}$$

unde factorul T^{β} înglobează pe $T^{3/2}$ din expresia lui n_i și dependența de temperatură a grosimii l a regiunii de sarcină spațială ($\beta \cong 1{,}5$). Acest curent depinde în principal de temperatură tot prin intermediul factorului exponențial. În figura 3.8 se prezintă cantitativ rezultatele unor măsurări asupra dependenței caracteristicii inverse de temperatură (pentru siliciu); de exemplu în intervalul 25°C — 175°C, curentul crește de circa 30 ori la fiecare 50°C sau, echivalent, se dublează la circa 10°C. Aceste rezultate sînt în foarte bună concordanță cu relația (3.72), cunoscut fiind faptul că la siliciu curentul invers este format practic numai din componenta de generare.

În polarizare directă intervine suplimentar și factorul exponențial legat de tensiunea aplicată. Ținînd seamă de (3.71), (3.72), precum și de (3.57), ***componenta de difuzie*** (I_{Fd}) depinde de temperatură sub forma:

$$I_{Fd} \sim T^{\alpha} \exp\left(-\frac{E_G - qV_A}{kT}\right), \tag{3.73}$$

iar ***componenta de recombinare*** (I_{Fr}):

$$I_{Fr} \sim T^{\beta} \exp\left(-\frac{E_G - qV_A}{2kT}\right). \tag{3.74}$$

Observind relațiile (3.73) și (3.74), rezultă că dependența de temperatură a curentului direct este tot exponențială, dar mai puțin intensă ca la curentul invers. În figura 3.9 se prezintă caracteristica directă pentru diferite temperaturi ale joncțiunii.

În practică nu interesează însă creşterea curentului la tensiune dată, ci scăderea tensiunii directe la curent constant; acest fenomen este măsurat printr-un coeficient:

$$c_{VF} = \frac{\Delta V_F}{\Delta T}\bigg|_{I_F=ct.} \tag{3.75}$$

Considerînd componenta de difuzie a curentului direct, coeficientul c_{VF} este dat de:

$$c_{VF} = -\left(\frac{E_G}{q} - V_A\right)\frac{1}{T}; \tag{3.76}$$

relaţia de mai sus s-a obţinut prin neglijarea factorului T^α. O valoare medie utilizată în practică pentru acest coeficient este -2 mV/°C.

● Un alt parametru al caracteristicii statice dependent de temperatură este **tensiunea de străpungere.** Dacă fenomenul de străpungere este determinat de multiplicarea în avalanşă, tensiunea de străpungere creşte cu temperatura (de ordinul $(5 \div 10) \cdot 10^{-4}$/°C). Fenomenul Zener determină tensiuni de străpungere care scad odată cu creşterea temperaturii $((-2 \div -8) \cdot 10^{-4}$ /°C).

○ **Precizare.** Temperatura T care intervine în relaţiile de mai sus trebuie măsurată la joncţiune (T_J); ea este, de regulă, mai mare decît temperatura ambiantă (T_A), datorită disipării de putere electrică ($P_D = V_A I_A$):

$$T_J = T_A + R_{thj-a}\, P_D. \tag{3.78}$$

Coeficientul de proporţionalitate R_{thj-a} se numeşte *rezistenţă termică* şi înglobează proprietăţile de conducţie a căldurii de la joncţiune la mediul ambiant.

3.4. REGIMUL DINAMIC AL JONCŢIUNII *pn*

Regimul dinamic reprezintă *funcţionarea structurii în cazul aplicării unor semnale variabile în timp.* Metoda cea mai folosită constă în stabilirea unor *circuite electrice echivalente* cu care să se înlocuiască joncţiunea în schema unde funcţionează. Circuitul echivalent nu este unic, el depinzînd, de regulă, de specificul semnalului variabil aplicat.

Astfel în cazul aplicării unei tensiuni alternative de joasă frecvenţă (fig. 3.14, *a*), un circuit echivalent posibil este prezentat în figura 3.14, *b*. În polarizare inversă (alternanţa negativă a tensiunii), neglijînd curentul foarte mic al joncţiunii, circuitul echivalent este reprezentat de o întrerupere (rezistenţă infinită). În polarizare directă (alternanţa pozitivă a tensiunii), joncţiunea se înlocuieşte cu o rezistenţă R_d; aceasta corespunde aproximării caracteristicii electrice cu o dreaptă care trece prin origine şi prin punctul M_0 (fig. 3.14, *a*). Coordonatele (U_{A0}, I_{A0}) ale punctului M_0 se aleg astfel încît erorile introduse de aproximarea făcută să fie minime. Mărimea rezistenţei R_d este dată de:

$$R_d = \frac{U_{A0}}{I_{A0}} \tag{3.79}$$

şi are semnificaţia rezistenţei de curent continuu în punctul M_0.

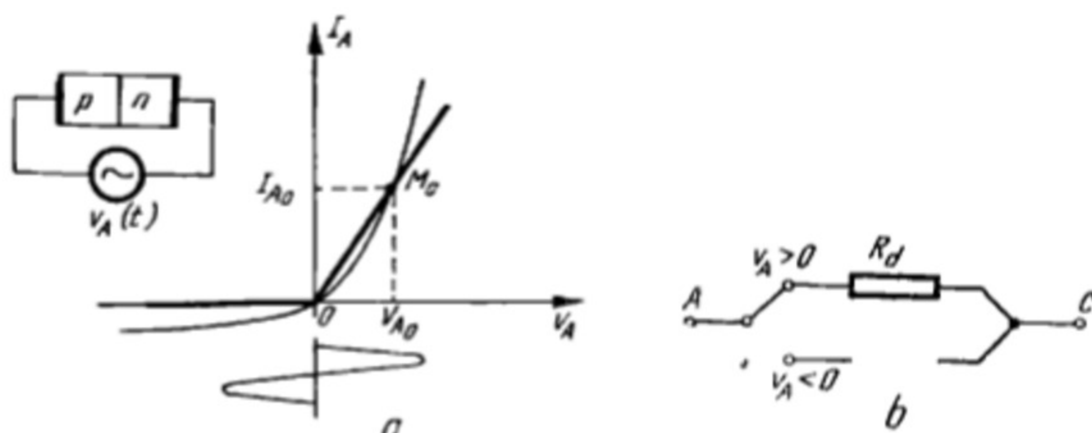


Fig. 3.14.

În unele cazuri este suficientă şi aproximaţia $R_d = 0$, ceea ce reduce joncţiunea la un comutator ideal; întrerupt, în polarizare inversă şi scurtcircuit, în polarizare directă.

Una dintre situaţiile cele mai întîlnite în funcţionarea joncţiunii este aceea a prelucrării unui *semnal alternativ de mică amplitudine, suprapus peste un semnal continuu;* acest caz va fi studiat în continuare.

3.4.1. Răspunsul joncţiunii la semnal mic şi joasă frecvenţă.

● **Condiţia de semnal de frecvenţă joasă.** Funcţionarea unei joncţiuni în cazul aplicării simultane a unei tensiuni continue, V_A, şi a unei tensiuni variabile, $v_a(t)$, este ilustrată în figura 3.15. Tensiunea la bornele joncţiunii, $v_A(t)$ (vezi Anexa 3.1), este dată de:

$$v_A(t) = V_A + v_a(t), \tag{3.80}$$

iar componenta variabilă se consideră, de obicei, sinusoidală: $v_a(t) = V_a \sin \omega t$. Dacă frecvenţa semnalului este suficient de mică, se poate presupune că valorile instantanee ale curentului, $i_A(t)$, urmăresc tensiunea $v_A(t)$ după aceeaşi lege de dependenţă ca mărimile statice, respectiv:

$$i_A(t) = I_0\left[\exp\left(\frac{qv_A(t)}{mkT}\right) - 1\right].$$

[redacted] (3.81)

Acest mod de funcţionare consideră, deci, regimul variabil ca o succesiune de regimuri staţionare; de aceea, se numeşte şi *regim cvasistaţionar*. Paragraful următor va da şi măsura cantitativă a limitei maxime de frecvenţă pentru

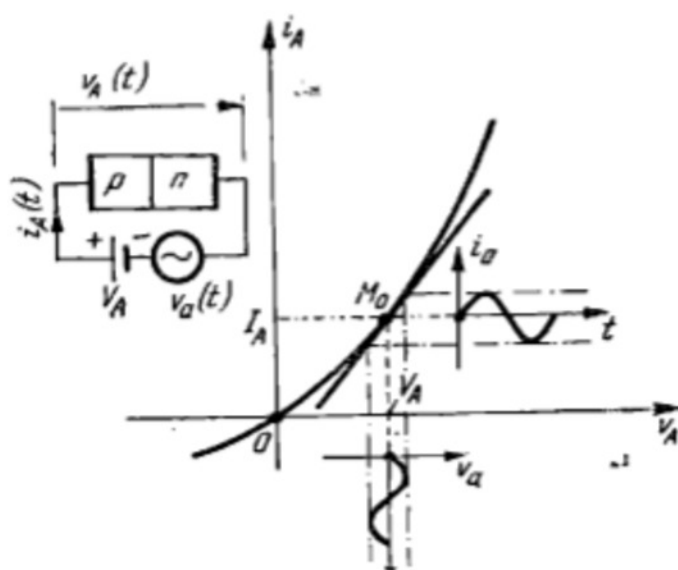


Fig. 3.15.

care acest regim este valabil. Înlocuind relația (3.80) în relația (3.81), se obține:

$$i_A(t) = I_0\left[\exp\left(\frac{qV_A}{mkT}\right)\exp\left(\frac{qv_a}{mkT}\right) - 1\right]. \tag{3,82}$$

● O altă presupunere a regimului de funcționare este **condiția de semnal mic**; aceasta consideră că amplitudinea V_a a semnalului variabil satisface inegalitatea:

$$V_a \ll \frac{mkT}{q}. \tag{3.83}$$

Condiția de semnal mic permite aproximarea exponențialei corespunzătoare din relația (3.82) cu primii doi termeni ai dezvoltării în serie; ca urmare se poate scrie:

$$i_A(t) \cong I_0\left[\exp\left(\frac{qV_A}{mkT}\right) - 1\right] + I_0\exp\left(\frac{qV_A}{mkT}\right)\frac{qv_a}{kmT}. \tag{3.84}$$

În felul acesta, curentul instantaneu prin joncțiune, $i_A(t)$, se poate descompune într-o componentă continuă, I_A, și o componentă variabilă, $i_a(t)$. Între componentele variabile ale curentului și tensiunii prin structură se stabilește o relație liniară:

$$i_a = \frac{1}{R_i}v_a, \tag{3.85}$$

unde R_i poartă denumirea de *rezistență internă a joncțiunii*. Expresia acesteia, rezultată din (3.84), este:

$$\frac{1}{R_i} = \frac{qI_0}{mkT}\exp\left(\frac{qV_A}{mkT}\right) = \frac{q}{mkT}(I_A + I_0). \tag{3.86}$$

Din punct de vedere grafic (fig. 3.15), condiția de semnal mic este echivalentă cu aproximarea caracteristicii din jurul punctului static de funcționare (M_0) cu tangenta la caracteristică în acel punct. Într-adevăr:

$$\frac{1}{R_i} = \frac{i_a}{v_a} = \left.\frac{di_A}{dV_A}\right|_{M_0} = \frac{qI_0}{mkT}\exp\left(\frac{qV_A}{mkT}\right), \tag{3.87}$$

rezultat în deplină concordanță cu relația (3.86).

În polarizare inversă ($I_A \cong -I_0$), rezistența internă este foarte mare ($R_i \to \infty$); valorile finite care se obțin, totuși, pentru R_i se datoresc dependenței slabe a curentului I_0 de tensiunea aplicată (V_R), dependență neluată în considerare în calculele din relația (3.87). Calculul rezistenței interne prezintă interes în polarizare directă ($I_A = I_F \gg I_0$) și se face cu relația:

$$R_i = \frac{mkT}{qI_F}. \tag{3.88}$$

Observațiile făcute cu privire la relația (3.87) justifică, pentru rezistența internă, și denumirea de *rezistență diferențială* sau *rezistență dinamică*.

● **Circuitul echivalent al joncțiunii** pentru semnalul variabil, în condiții de semnal mic și regim cvasistaționar, se deduce din relația (3.85) și

este, deci, constituit dintr-o *rezistență*, R_i. Funcționarea dinamică a joncțiunii este astfel separată de cea statică; separarea este numai formală, pentru că rezistența internă depinde direct de valoarea statică a curentului.

3.4.2. Circuitul echivalent de semnal mic al joncțiunii în regim nestaționar

Comportarea joncțiunii *pn* în regim variabil, la orice frecvență, nu mai poate pleca de la caracteristica statică. Punctul de plecare îl constituie ecuațiile fundamentale ale semiconductorului, fără neglijarea derivatelor parțiale în raport cu timpul. Vor rămîne, în continuare, valabile aproximația de golire și condiția de cvasiechilibru. Pentru simplitate, se va considera o joncțiune abruptă, asimetrică p^+n.

● **Curentul prin structură** se va calcula cu relația (2.26), pentru abscisa $x = l_n$:

$$i_A(t) = A_J\left[j_p(l_n) + j_n(l_n) + \varepsilon \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial t}\bigg|_{x=l_n}\right] =$$

$$= A_J\left[j_p(l_n) + j_{gr} + j_n(-l_p) + \varepsilon \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial t}\bigg|_{x=l_n}\right] \cong \tag{3.89}$$

$$\cong A_J\left[j_{pd}(l_n) + j_{gr} + \varepsilon \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial t}\bigg|_{x=l_n}\right].$$

Curentul prin difuzie se calculează pe baza concentrației de goluri, dată de ecuația diferențială:

$$-\frac{\partial p_n}{\partial t} = \frac{p_n - p_{n0}}{\tau_p} - D_p \frac{\partial^2 p_n}{\partial x^2}, \tag{3.90}$$

provenită din ecuația de continuitate (2.35) și din relația (3.29). Condițiile la limită sînt aceleași ca și în regimul static:

$$p_n(\infty) = p_{n0}, \tag{3.91}$$

respectiv:

$$p_n(l_n) = p_{n0} \exp\left[\frac{q(V_A + v_a)}{kT}\right]. \tag{3.92}$$

Ultima relație, justificată de condiția cvasiechilibrului, rămîne valabilă pînă la frecvențe foarte înalte. Acest lucru se explică prin faptul că injecția de goluri dinspre regiunea *p* către regiunea *n* se face prin traversarea regiunii de sarcină spațială, traversare a cărei durată este foarte scurtă ($\cong 10^{-11}$ s). În figura 3.16, *a* se prezintă modul de variație în timp a distribuției spațiale a concentrației de goluri în regiunea neutră *n*. Spre deosebire de regimul cvasistatic, concentrația de goluri pentru $x > l_n$ nu urmărește modul de variație a concentrației $p_n(l_n)$ datorită faptului că purtătorii minoritari își modifică concentrația prin fenomene de generare-recombinare; aceste fenomene sînt relativ lente, constantele de timp fiind de ordinul lui τ_0 (0,1 ÷ 1 μs).

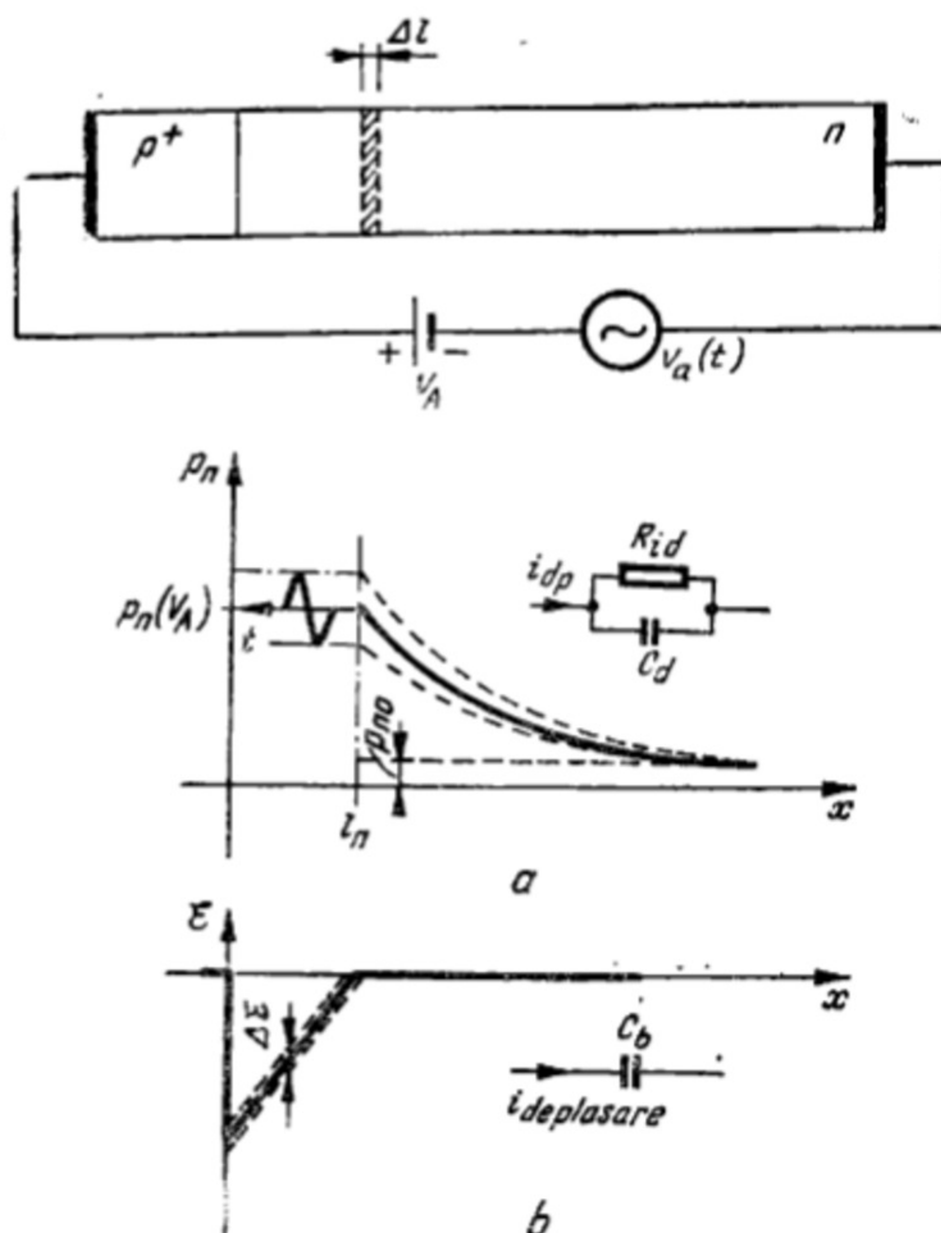


Fig. 3.16.

Calcule laborioase asociază componentei variabile a curentului de difuzie un circuit echivalent compus din rezistenţa diferenţială R_{id} (la fel ca în regimul cvasistatic):

$$R_{id} = \frac{kT}{q(I_{Ad} + I_{od})}, \tag{3.93}$$

în paralel cu o capacitate, C_d, numită *capacitate de difuzie* şi dată de:

$$C_d = \frac{\tau_0}{2R_{id}} = \frac{q\tau_0\,(I_{Ad} + I_{od})}{2kT}, \tag{3.94}$$

Acest circuit este valabil pentru frecvenţa $\omega \ll 1/\tau_0$.

Curentul de generare-recombinare nu este, de regulă, luat în consideraţie. În polarizare directă, la tensiuni normale de lucru, $I_A \cong I_{Ad} \gg I_{gr}$,

iar în polarizare inversă, efectele reactive introduse de fenomenele de generare sînt neglijabile în raport cu cele introduse de curentul de deplasare.

Curentul de deplasare (vezi figura 3.16, *b*) depinde de distribuția cîmpului electric (relația 3.24). Pentru o variație foarte mică a tensiunii pe joncțiune (condiție de semnal mic) — fie aceasta $dv_A = v_a$ — regiunea de sarcină spațială suferă o modificare a lărgimii ei, dl_n, iar cîmpul electric — o variație a intensității, $d\mathcal{E}$, constantă pentru orice punct $x \in (0, l_n)$; aceste variații sînt legate prin relația:

$$d\mathcal{E} = d\mathcal{E}|_{x=l_n} = \frac{qN_D(l_n)}{\varepsilon} dl_n = \frac{qN_D}{\varepsilon} dl_n. \tag{3.95}$$

Atunci, curentul de deplasare are expresia:

$$i_{A\,deplasare} = A_J \frac{d\mathcal{E}}{dt} = A_J q N_D \frac{dl_n}{dt}. \tag{3.96}$$

Pentru o joncțiune $p^+n(N_A \gg N_D)$, lărgimea l_n a regiunii de sarcină spațială este (conform relației 3.16):

$$l_n \cong l = \sqrt{\frac{2\varepsilon}{qN_D}[\Phi_{B_0} - v_A(t)]}. \tag{3.97}$$

Folosind acest rezultat în relația (3.96), se obține:

$$i_{A\,deplasare} = \frac{\varepsilon A_J}{l} \cdot \frac{dv_A}{dt} \equiv C_b \frac{dv_A}{dt}, \tag{3.98}$$

unde C reprezintă capacitatea de barieră* a joncțiunii *pn*; relația ei de calcul:

$$C_b = \frac{\varepsilon A_J}{l} \tag{3.99}$$

este valabilă pentru orice profil de impurități și este similară formulei capacității unui condensator plan cu distanța dintre plăci egală cu l. Pentru o joncțiune abruptă, asimetrică, *capacitatea de barieră* are expresia:

$$C_b = \frac{C_{b0}}{\sqrt{1 - \frac{V_A}{\Phi_{B0}}}}, \tag{3.100}$$

unde C_{b0} este valoarea capacității pentru $V_A = 0$:

$$C_{b0} = A_J \sqrt{\frac{q\varepsilon N_D}{2\Phi_{B0}}}. \tag{3.101}$$

● Acum se poate constitui **circuitul echivalent al joncțiunii** *pn*; el va fi format dintr-o rezistență internă, R_i (care ține seamă de efectele staționare ale tuturor componentelor curentului) și două capacități, C_d și C_b, toate în paralel (fig. 3.17). Uneori se notează cu C_j capacitatea totală a structurii, dată de

$$C_j = C_d + C_b. \tag{3.102}$$

* Denumirea de *barieră* provine de la faptul că în regiunea de sarcină spațială (unde se definește și C_b) se stabilește bariera de potențial Φ_B.

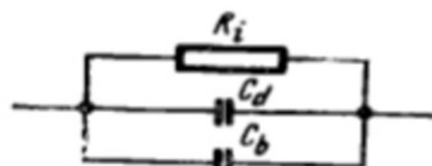


Fig. 3.17.

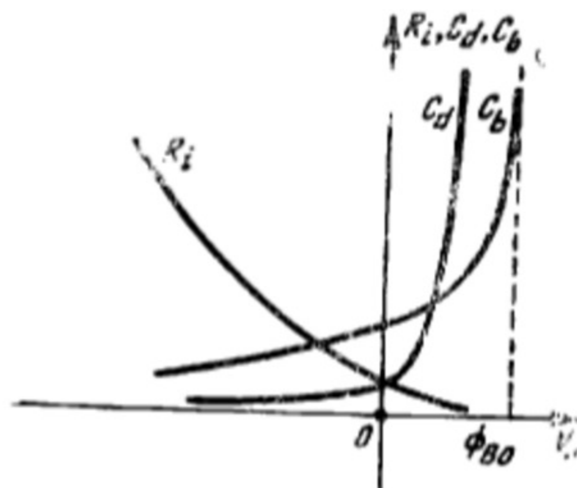


Fig. 3.18.

Acest circuit echivalent capătă forme particulare în funcție de polarizarea de curent continuu a joncțiunii. Figura 3.18 prezintă dependența de tensiune continuă a parametrilor schemei echivalente, conform relațiilor (3.93), (3.94) și (3.100). *În polarizare directă,* la tensiuni normale de lucru (de exemplu 0,6 ÷ 0,7 V pentru siliciu) contează capacitatea de difuzie; capacitatea de barieră se poate neglija. Atunci, relațiile (3.93) și (3.94) devin:

$$R_i \cong R_{id} = \frac{kT}{qI_A} = \frac{kT}{qI_F}, \tag{3.103}$$

respectiv:

$$C_d = \frac{q\tau_0 I_F}{2kT}. \tag{3.104}$$

În polarizare inversă ($V_R > 3kT/q$), capacitatea de difuzie este neglijabilă. În acest regim contează numai capacitatea de barieră; rezistența internă se consideră infinită.

○ **Precizare.** *Schema echivalentă a joncțiunii se completează cu rezistența serie a structurii,* R_s, conform figurii 3.19; așa cum s-a arătat în paragraful 3.3.4, *rezistența serie modelează efectele de la nivel mare de injecție.*

3.5. DIODE SEMICONDUCTOARE REALIZATE PE BAZA JONCȚIUNII *pn*

Dioda este *un dispozitiv electronic care prezintă conducție electrică unilaterală.* Simbolul diodei este prezentat în figura 3.20; cei doi electrozi ai dispozitivului se numesc anod (A) și catod (C). Sensul direct de conducție electrică este de la anod spre catod.



Fig. 3.19.

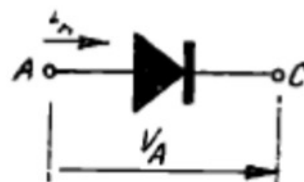


Fig. 3.20.

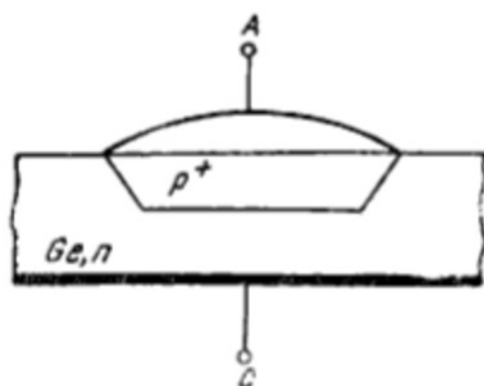


Fig. 3.21.

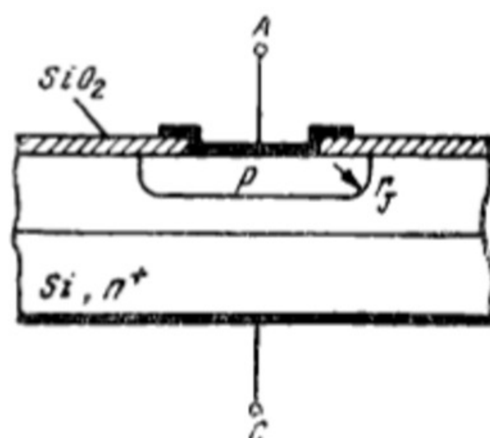


Fig. 3.22.

Marea majoritate a diodelor semiconductoare este realizată pe baza joncțiunii *pn*.

Tipurile constructive cele mai reprezentative sînt *dioda aliată* (fig. 3.21) și *dioda difuzată* (fig. 3.22). Diodele aliate se realizează în special pe germaniu, iar cele difuzate pe siliciu.

Diodele semiconductoare se realizează într-o mare varietate de tipuri, în funcție de utilizările care li se dau în circuite. În cele ce urmează se prezintă cu titlu informativ cîteva dintre acestea, în scopul sublinierii spectrului larg de aplicații. Nu s-au inclus fotodiodele, diodele electroluminescente și diodele pentru microunde, care se analizează în capitolele specializate.

3.5.1. Diode redresoare

Diodele folosite la transformarea curentului alternativ în curent continuu se numesc **diode redresoare.** Frecvența semnalelor redresate este, de regulă, frecvența industrială (50/60 Hz). Principalii parametri ai diodelor redresoare sînt curentul în polarizare directă maxim admisibil (I_{FM}) și tensinea în polaizare inversă maxim admisibilă (V_{RM} — mai mică decît tensiunea de străpungere). Realizările actuale permit curenți I_{FM} pînă la ordinul sutelor de amperi și tensiuni V_{RM} de mii de volți.

3.5.2. Diode detectoare

Diodele detectoare *se folosesc pentru demodularea semnalelor radio, video etc.;* funcția lor este asemănătoare redresării, dar semnalele prelucrate au, de regulă, frecvențe mari (sute de kHz—MHz—GHz) și puteri nesemnificative. De aceea, structurile au arii mici, în vederea micșorării capacităților asociate joncțiunii *pn*.

3.5.3. Diode de comutație

Diodele de comutație *sînt folosite în circuite de impulsuri*, principalii parametri fiind timpii de comutație din polarizare directă în polarizare inversă și în sens contrar (vezi capitolul 11). Pentru mărirea vitezei de comu-

tație trebuie redus timpul de viață al purtătorilor mobili de sarcină (τ_0); acest lucru se realizează tehnologic prin impurificarea structurii cu diverse materiale (de exemplu, în cazul siliciului se folosește aurul). Realizările actuale în domeniul comutației diodelor cu joncțiune *pn* stabilesc timpi minimi de comutație de circa 5 ns.

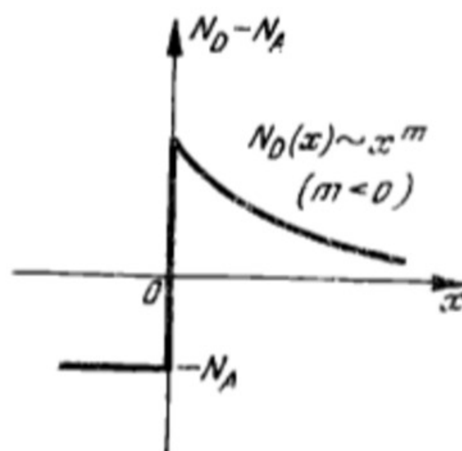


Fig. 3.23.

3.5.4. Diode varicap

Diodele varicap *servesc drept condensatoare cu capacitate variabilă pe cale electrică*, cu utilizări în circuite acordate, oscilatoare, filtre etc. Pentru a servi unui astfel de scop, dioda este polarizată invers; schema echivalentă a joncțiunii va cuprinde atunci doar capacitatea de barieră. Mărimea capacității de barieră se controlează prin valoarea tensiunii inverse aplicate. Pentru a realiza o variație maximă de capacitate la o variație dată de tensiune, se utilizează joncțiuni p^+n cu profil hiperabrupt al concentrației de impurități, conform figurii 3.23. Concentrația de donori, în cazul profilului hiperabrupt, scade odată cu depărtarea de joncțiunea metalurgică: $N_D \cong ax^m$ cu $m < 0$.

3.5.5. Diode stabilizatoare (Zener)

Diodele care folosesc regiunea de străpungere a caracteristicii statice în vederea stabilizării tensiunii continue se numesc **diode stabilizatoare** sau **diode Zener.**

În vederea realizării funcției lor, este necesar ca, în domeniul de stabilizare, rezistența diferențială (r_z) să fie cît mai mică; acest lucru este echivalent cu asigurarea unei tensiuni stabilizate ($V_z \cong V_{BR}$) cît mai constante la variația curentului prin diodă. De asemenea, interesează ca tensiunea de stabilizare să depindă cît mai slab de temperatură.

3.5.6. Diode tunel

Diodele tunel *au o caracteristică electrică în polarizare directă în formă de N*, conform figurii 3.24, *a*; elementul de noutate îl constituie porțiunea $P-V$ a caracteristicii, care prezintă rezistență diferențială negativă. Constructiv, dioda tunel este o joncțiune p^+n^+, adică are concentrații mari de impurități în ambele regiuni. Diagrama energetică este prezentată în figura 3.24, *b*; datorită concentrațiilor mari de impurități, nivelul Fermi din regiunea *p* (E_{Fp}) intră în banda de valență, iar nivelul Fermi din regiunea *n* (E_{Fn}) intră în banda de conducție. În același timp, regiunea de sarcină spațială are o lățime foarte mică (regiunea barierei de potențial este, deci, foarte îngustă). Ca urmare, apare posibilitatea trecerii electronilor din bandă de conducție a regiunii *n*, *prin efect tunel* direct în banda de valență a regiunii *p* (la energie constantă). Curentul corespunzător, i_{tunel}, se adună curentul obișnuit al joncțiunii *pn* (linia întreruptă *OV* din figura 3.24, *a*).

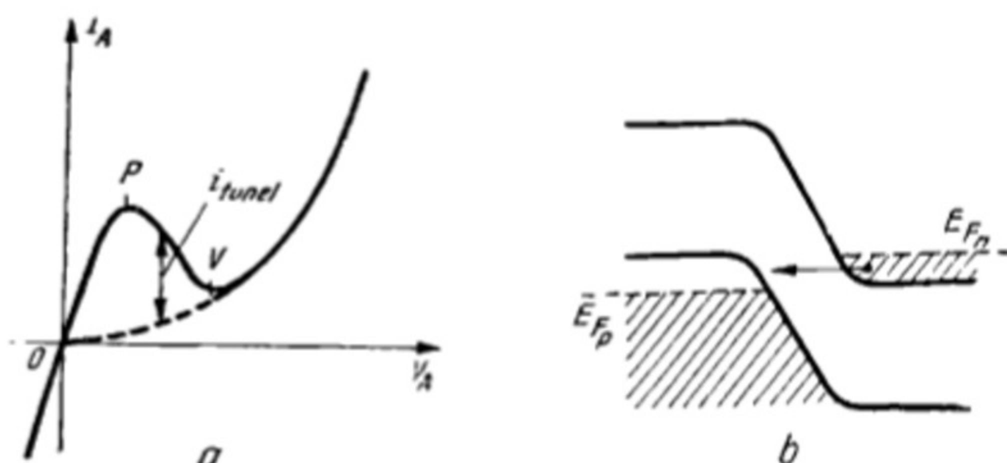


Fig. 3.24.

Acest curent există numai la tensiuni directe mici, pentru care se asigură „suprapunerea" celor două benzi energetice.

○ **Trebuie remarcat că** electronul ajuns prin efect tunel în regiunea p, se află de la început în banda de valență, deci nu mai este supus proceselor de recombinare. De aceea, diodele tunel au o *viteză de comutație foarte mare*.

3.6. CIRCUITE CU DIODE SEMICONDUCTOARE

Rezolvarea circuitelor cu diode semiconductoare se poate face *grafic* sau *analitic*.

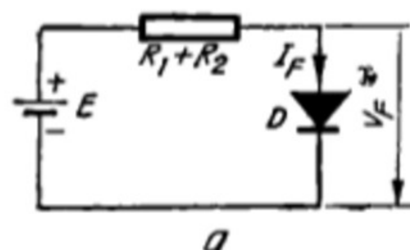
● **Pentru a rezolva grafic,** este necesar să se dispună de caracteristica electrică a diodei (din foaia de catalog sau trasată experimental).

● **Rezolvările analitice** exacte, pe baza expresiei (3.58) a caracteristicii electrice, sînt, de regulă, dificile. De aceea se fac unele aproximări, bine justificate, care duc rapid la soluții corecte.

Pentru exemplificare se va considera circuitul din figura 3.25, unde: $E = 20$V; $e(t) = E_g \sin \omega t$ cu $E_g = 0{,}5$ V; $R_1 = R_2 = 10$ kΩ, iar dioda D, din siliciu, are $I_0 = 1$ nA și $m = 1{,}5$. Condensatorul C are o astfel de valoare încît la frecvența de lucru reactanța sa este neglijabilă față de rezistențele R_1 și R_2 ($1/\omega C \to 0$, sau condensatorul reprezintă un scurtcircuit la frecvența de lucru).

Rezolvarea circuitului, în sensul determinării valorilor instantanee ale curentului și tensiunii pe diodă, utilizează *principiul superpoziției*. Acesta constă în analiza separată, statică și dinamică, a circuitului și adunarea rezultatelor.

Analiza statică a circuitului permite *determinarea punctului static de funcționare*. Condensatorul C fiind o întrerupere pentru curentul continuu, schema corespunzătoare va conține numai sursa continuă, E, rezistențele



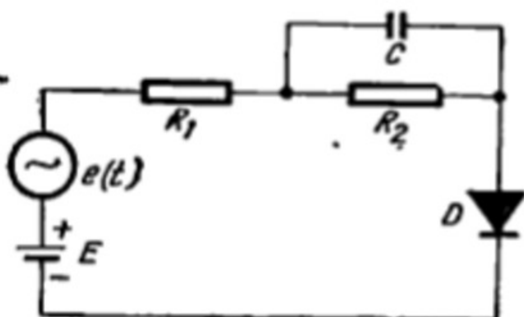


Fig. 3.25.

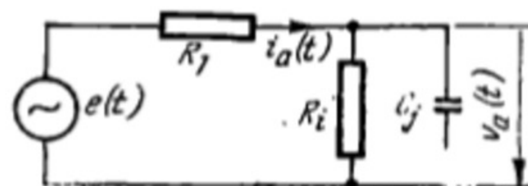


Fig. 3.26.

R_1 şi R_2 înseriate şi dioda D (fig. 3.26, *a*). Se observă că dioda este polarizată direct; cunoscînd că $V_F \ll E = 20$ V, rezultă:

$$I_A = I_F = \frac{E - V_F}{R_1 + R_2} \cong \frac{E}{R_1 + R_2} = \frac{20}{10 + 10} = 1 \text{ mA};$$

$$V_A = V_F \cong m\frac{kT}{q}\ln\frac{I_F}{I_0} = 1{,}5 \times 0{,}026 \ln\frac{10^{-3}}{10^{-9}} = 0{,}54 \text{ V}.$$

Analiza dinamică a circuitului urmăreşte *determinarea componentelor variabile ale curentului şi tensiunii anodice*, $i_a(t)$ şi $v_a(t)$. Schema corespunzătoare conţine sursa $e(t)$, rezistenţa R_1 şi dioda (prin circuitul său echivalent) (fig. 3.26, *b*); neglijarea grupului paralel R_2, C se datoreşte reactanţei neglijabile a condensatorului C. Pentru simplificarea calculelor se va considera că frecvenţa sursei $e(t)$ este suficient de mică astfel încît capacitatea C_j să fie neglijată, adică $1/\omega C_j \gg R_i$. În acest caz:

$$i_a(t) = I_a \sin \omega t = \frac{e(t)}{R_1 + R_i};$$

$$v_a(t) = V_a \sin \omega t = e(t)\frac{R_i}{R_1 + R_i};$$

sau:

$$I_a = \frac{E_g}{R_1 + R_i};$$

$$V_a = E_g\frac{R_i}{R_1 + R_i}.$$

Pentru calculul acestor mărimi, trebuie determinată rezistenţa diferenţială a diodei; conform relaţiei (3.58):

$$R_i = \frac{mkT}{qI_F} = \frac{1{,}5 \times 0{,}026}{10^{-3}} = 39\ \Omega.$$

Atunci, va rezulta $I_a = 0{,}05$ mA şi $V_a = 1{,}95$ mV; se observă că se respectă condiţia de semnal mic $V_a \ll \frac{kT}{q}$. Adunînd rezultatele, se obţine:

$$i_A = I_A + I_a \sin \omega t = 1 + 0{,}05 \sin \omega t \text{ [mA]};$$

$$v_A = V_A + V_a \sin \omega t = 0{,}54 + 0{,}00195 \sin \omega t \text{ [V]}.$$

○ **Observaţii.** Deşi principiul superpoziţiei constă în analiza independentă a efectelor celor două surse de tensiune, se constată totuşi o legătură, în sensul că parametrii circuitului echivalent (în cazul de faţă, R_i) se calculează în funcţie de mărimile din punctul static de funcţionare; acest lucru reflectă, de fapt, caracterul neliniar al funcţionării diodei.

Capitolul 4

CONTACTUL METAL-SEMICONDUCTOR

Contactul metal-semiconductor este o structură fizică care intră în construcţia tuturor dispozitivelor electronice. Principala sa funcţie este de a contacta diverse regiuni semiconductoare în vederea conectării la terminalele capsulei. În acest caz contactul trebuie să prezinte o rezistenţă foarte mică în ambele sensuri de polarizare; un astfel de contact se numeşte *contact ohmic*. Contactul metal-semiconductor poate avea şi conducţie unilaterală, atunci purtînd denumirea de *contact redresor*. Contactele redresoare stau la baza construcţiei diodelor Schottky. Obţinerea funcţionării ohmice sau redresoare a contactului metal-semicondutor se face prin alegerea metalului, a semiconductorului şi a gradului de impurificare.

4.1. DIAGRAMA ENERGETICĂ A SEMICONDUCTORULUI ÎN VECINĂTATEA SUPRAFEŢEI

Suprafaţa semiconductorului reprezintă o discontinuitate a structurii periodice din interiorul monocristalului. În plus atomii de la suprafaţa semiconductorului nu mai au vecini în exterior pentru formarea legăturilor covalente. Toate acestea se traduc prin apariţia în banda interzisă a unor nivele energetice numite *stări rapide de suprafaţă* (fig. 4.1). Aceste nivele sînt relativ dese, astfel încît se defineşte o densitate a lor, D_{st}, care reprezintă numărul de nivele pe unitatea de suprafaţă şi de energie. Electronii de la suprafaţa semiconductorului ocupă o porţiune $q\Phi_0$ din aceste nivele.

Existenţa stărilor rapide de suprafaţă produce modificări în regiunea adiacentă, care se traduc prin **apariţia unor regiuni golite.** Mecanismul formării regiunilor golite este prezentat în figura 4.2. (*a* — pentru un semiconductor de tip *n*; *b* — pentru un semiconductor de tip *p*; alături, este prezentată diagrama energetică a unui metal fără a fi în contact cu semiconductor).

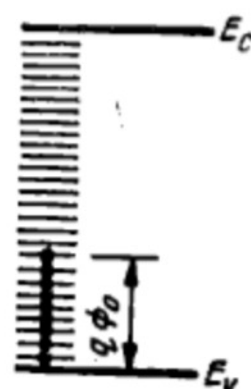


Fig. 4.1.

● **Pentru un semiconductor de tip** ***n***, electronii de conducţie din apropierea suprafeţei tind să umple complet stările rapide de suprafaţă; pe măsura umplerii acestora, la suprafaţă se acumulează sarcini negative, iar în volum—sarcini pozitive (ale ionilor donori). Apare astfel o regiune golită la suprafaţă şi un cîmp electric $\mathcal{E}$ care se opune transferului de electroni către suprafaţă. Se obţine o situaţie de echilibru, în urma căreia sînt umplute numai o parte dintre stările de suprafaţă. Mă-

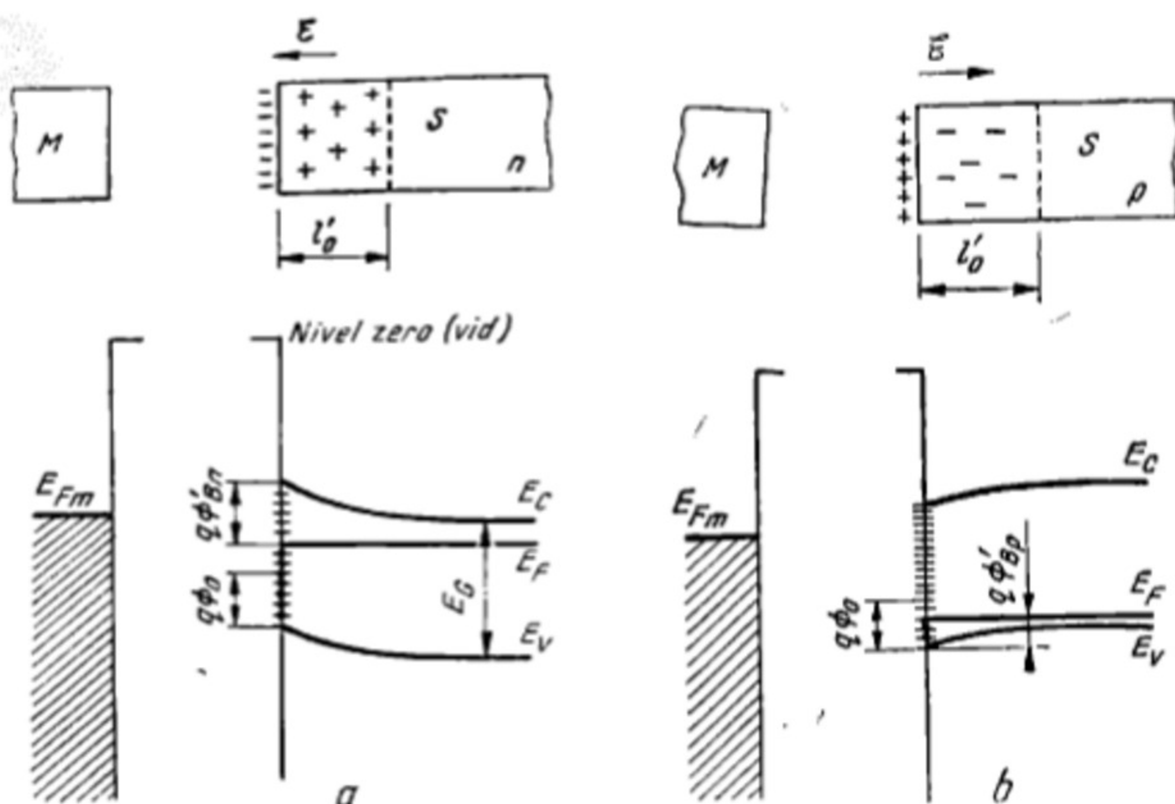


Fig. 4.2.

rimile specifice stratului golit se determină la fel ca la joncțiunea p^+n, plecind de la sarcina negativă închisă în suprafață, a cărei densitate superficială este:

$$\rho_s = -qD_{st}(E_G - q\Phi_0 - q\Phi'_{Bn}). \tag{4.1}$$

Relația de mai sus a presupus o densitate a stărilor (D_{st}) constantă; mărimea Φ'_{Bn} reprezintă înălțimea barierei pentru electroni în sensul dinspre exterior spre semiconductor. Din condiția de neutralitate globală a sarcinii rezultă:

$$-\rho_s = qN_D l'_0, \tag{4.2}$$

unde l'_0 este lățimea regiunii golite la echilibru termic.

● În mod asemănător se formează o regiune golită **la un semiconductor de tip** p. Aici, electronii care ocupau deja stările rapide de suprafață (din intervalul $q\Phi_0$) trec în banda de valență, unde sînt nivele energetice libere (echivalent cu prezența golurilor). Suprafața semiconductorului se încarcă pozitiv, iar volumul semiconductorului negativ. Neutralitatea globală a sarcinii impune:

$$qD_{st}(q\Phi_0 - q\,\Phi'_{Bp}) = q\,N_A l'_0, \tag{4.3}$$

unde Φ'_{Bp} reprezintă bariera energetică pentru goluri.

Diagrama energetică a suprafeței semiconductorului poate fi controlată prin diverse procedee tehnologice, de exemplu, prin realizarea unui strat subțire de oxid.

4.2. DIAGRAMA ENERGETICĂ A CONTACTULUI METAL-SEMICONDUCTOR LA ECHILIBRU TERMIC

Metalele au o diagramă energetică relativ simplă ; ele prezintă o bandă de conducție ocupată cu electroni pînă în dreptul nivelului Fermi (E_{Fm}). Diagrama energetică a metalului este prezentată în fiecare dintre figurile 4.2,*a* și *b*, în corelație cu diagramele corespunzătoare semiconductorului, fără a fi, în contact cu acesta (s-a considerat cazul aluminiului, iar pentru semiconductor — siliciul).

Prin contactul dintre metal și semiconductor au loc transferuri de electroni între cele două părți, care modifică barierele energetice și sarcinile nete din sistem (implicit, și situația regimurilor de golire). *Condiția de echilibru termic impune ca nivelul Fermi să fie constant în toată structura.*

● Astfel, **la contactul dintre un metal și un semiconductor de tip** n bariera energetică este prezentată în figura 4.3. La obținerea ei a contribuit transferul de electroni în două sensuri :

— din banda de conducție a semiconductorului spre metal (conform tendinței naturale a electronului de-a ocupa nivele energetice libere mai joase) ;

— din metal pe stările rapide de suprafață neocupate (nivelul Fermi din semiconductor este situat sub nivelul Fermi din metal).

Aceste transferuri accentuează starea de golire a suprafeței ; într-o astfel de situație, structura prezintă o diferență internă de potențial și, la fel ca la joncțiunea *pn*, va avea o conducție unilaterală ; deci, *acest contact are caracter redresor*. Principala caracteristică a contactului este înălțimea barierei de potențial Φ_B, considerată pentru electroni în sensul dinspre metal spre semiconductor. Electronii care trec dinspre semiconductor spre metal întîmpină o barieră qV_0, unde cu V_0 s-a notat diferența internă de potențial din semiconductor.

● **La un contact dintre un metal și un semiconductor de tip** p are loc transferul de electroni dinspre metal spre semiconductor (vezi figurile 4.2, *b* și 4.4). Semiconductorul fiind de tip p, practic nu are electroni care să fie transferați în metal. Electronii transferați din metal ocupă stările rapide de suprafață, ducînd la micșorarea sarcinii pozitive existente aici înainte de contact. Se poate crea chiar un excedent de sarcină negativă la suprafață ; aceasta duce la dispariția regiunii golite (de barieră) și formarea unui

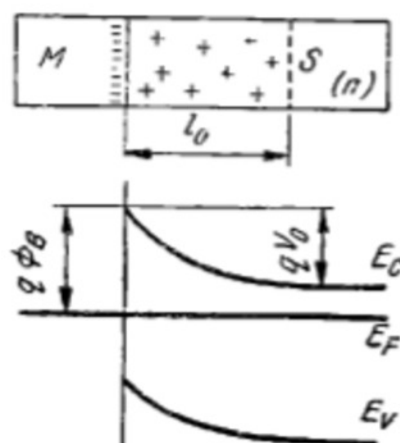


Fig. 4.3.

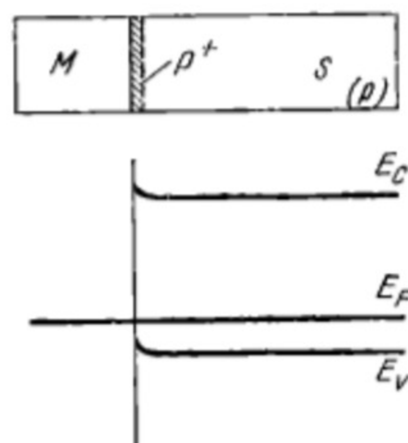


Fig. 4.4.

strat de acumulare de goluri la suprafaţă. *Un asemenea contact metal-semiconductor are comportare ohmică.*

Calculul înălţimii barierei de potenţial (Φ_B) impune o cunoaştere amănunţită a comportării suprafeţei semiconductorului şi a metalului. În practică, ea se determină experimental prin măsurări diverse.

4.3. CARACTERISTICA STATICĂ A CONTACTULUI METAL-SEMICONDUCTOR

Descrierea comportării în regim polarizat electric a contactului metal-semiconductor se poate face conform mai multor teorii, cea mai apropiată de realitate fiind *teoria emisiei*. Se presupune un contact metal-semiconductor *n*, ca în figura 4.5, unde se precizează şi sensul de definiţie al tensiunii V_A şi curentului I_A.

● **Bariera** Φ_B este o caracteristică a contactului, practic independentă de polarizare. Înălţimea barierei de potenţial pentru electronii care trec dinspre semiconductor spre metal depinde de polarizare şi este egală cu $V_0 - V_A$; deci, în polarizare directă ($V_A = V_F$), are expresia $V_0 - V_F$, iar în polarizare inversă ($V_A = -V_R$) are expresia $V_0 + V_R$.

● **Curentul prin structură** este un rezultat al superpoziţiei curentului de electroni dinspre metal spre semiconductor, I_{MS}, şi a curentului de electroni dinspre semiconductor spre metal, I_{SM}, adică $I_A = I_{SM} - I_{MS}$. Cum Φ_B nu depinde de polarizare, rezultă că mărimea curentului I_{MS} este şi ea independentă de polarizare. *La echilibru termic* ($V_A = 0$), curentul I_A este nul, deci:

$$I_{MS} = I_{SM}(U_A = 0).$$

În polarizare directă sînt favorizaţi electronii care trec spre metal, datorită scăderii barierei corespunzătoare; rezultă că $I_{SM} > I_{MS}$, deci $I_A > 0$; *în polarizare inversă*, curentul I_{SM} este redus considerabil, astfel, că $I_A \cong -I_{MS} = -I_0 = const.$ Curentul în polarizare inversă prezintă, deci, fenomenul de saturaţie; mărimea lui, I_0, este dată de legea emisiei, a lui Richardson:

$$I_0 = A_J A^* T^2 \exp\left(\frac{-q\Phi_B}{kT}\right), \tag{4.5}$$

unde

A_J este aria structurii, iar A^* — o constantă ($A^* \cong 120$ A cm^{-2} K^{-2}).

Curentul I_{SM} depinde de tensiune printr-o lege asemănătoare cu relaţia (4.5):

$$I_{SM} = b \exp\left[-\frac{q(V_0 - V_A)}{kT}\right]. \tag{4.6}$$

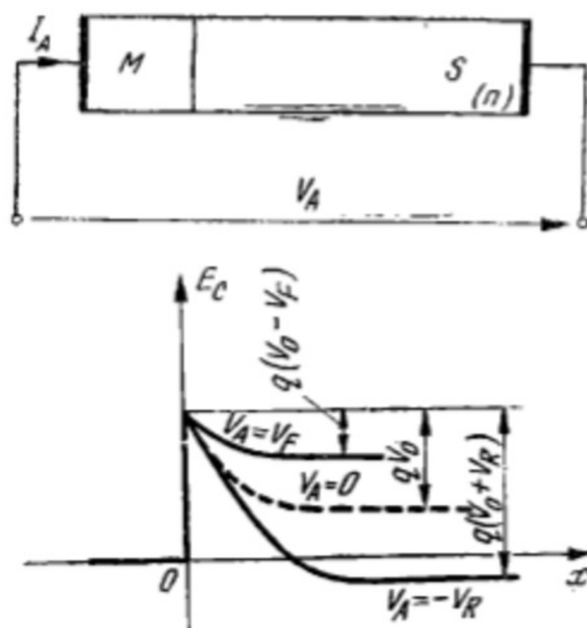


Fig. 4.5.

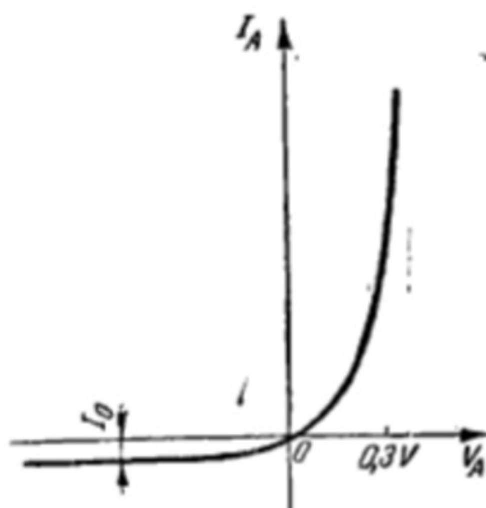


Fig. 4.6.

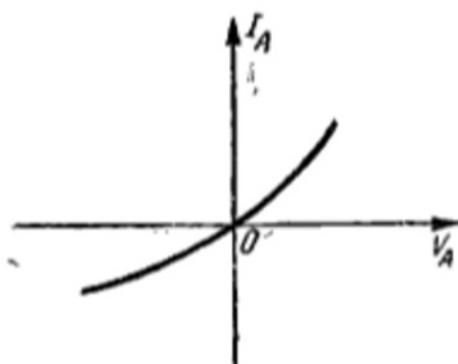


Fig. 4.7.

● Ținînd seama de relația (4.4), se obține **caracteristica statică:**

$$I_A = I_0 \left[\exp\left(\frac{qV_A}{kT}\right) - 1\right]. \tag{4.7}$$

În figura 4.6 se reprezintă calitativ caracteristica statică a *contactului metal-semiconductor redresor*.

Dependența obținută este asemănătoare cu cea descrisă de relația (3.58) pentru joncțiunea *pn*, considerînd $m = 1$; de aceea tensiunea pe structură în polarizare directă are o valoare mai mică decît la o joncțiune *pn* realizată pe același material. De exemplu, la siliciu, o joncțiune *pn* are circa $0,5 \div 0,7$ V, iar un contact-metal semiconductor are $0,3 \div 0,4$ V.

Contactul metal-semiconductor cu proprietăți ohmice are o caracteristică statică bidirecțională (fig. 4.7), care poate fi aproximată prin:

$$I_A = \frac{1}{R_c} V_A, \tag{4.8}$$

unde R_c reprezintă rezistența contactului. Mărimea rezistenței R_c se impune a fi cît mai mică.

Nevoi practice au determinat realizarea unor comportări ohmice chiar în situația în care perechea metal-semiconductor are proprietăți redresoare (de exemplu, aluminiu-siliciu *n*). Realizînd o dopare puternică a semiconductorului (n^+), se obține un curent invers I_0 foarte mare, ceea ce este echivalent cu o conducție în ambele sensuri. Mecanismul de creștere a lui I_0 este legat de micșorarea grosimii regiunii de sarcină spațială și apariția efectului tunel pentru electronii care trec dinspre metal spre semiconductor.

4.4. DIODE SCHOTTKY

● Dioda Schottky este un dispozitiv electronic realizat pe baza unui contact metal-semiconductor redresor; **un exemplu de realizare constructivă** este prezentat în figura 4.8. Metalizarea superioară, din aluminiu, realizează efectul redresor în contact cu siliciul de tip *n*. Pe spatele dispozitivului, contactul dintre aur și siliciul n^+ realizează un contact ohmic. Simbolul

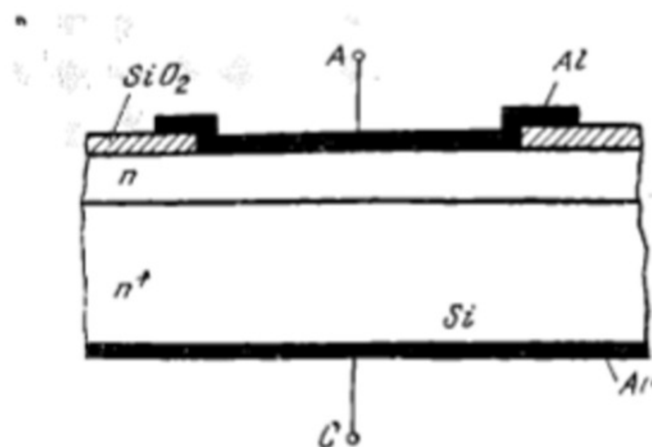


Fig. 4.8.

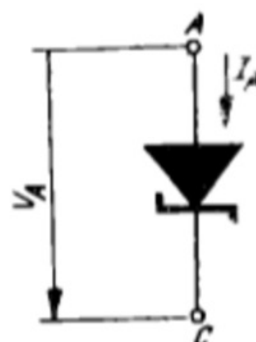


Fig. 4.9.

diodei Schottky este prezentat în figura 4.9. Pentru o astfel de structură, înălțimea barierei de potențial (Φ_B) are valoarea tipică 0,7 V.

● La tensiuni inverse mari și dioda Schottky prezintă **fenomenul de străpungere,** în aceleași condiții ca la joncțiunea *pn*. Trebuie remarcat că geometria specifică a acestor structuri impiedică realizarea de tensiuni de străpungere ridicate în comparație cu joncțiunile *pn* (dioda Schottky este echivalentă cu o joncțiune planară difuzată cu $r_J \rightarrow 0$).

● **Principalul avantaj** *al diodei Schottky față de joncțiunea pn este posibilitatea de lucru la frecvențe mult mai ridicate.* Acest lucru se explică prin faptul că funcționează cu purtători majoritari (electroni în semiconductor de tip *n*) ; în felul acesta, trecerea curentului nu mai este însoțită de fenomene de difuzie și de generare-recombinare. Singura limitare este legată de timpul de tranzit al electronilor prin regiunea de sarcină spațială. Timpii de comutație pentru diodele Schottky pot ajunge la 100 ps.

Ca urmare, se simplifică și circuitul echivalent de semnal mic ; el cuprinde rezistența internă R_i și capacitatea de barieră C_b, definite și calculate ca la joncțiunea p^+n.

● **Dioda Schottky este utilizată în** detectoarele de frecvențe foarte ridicate, în redresoare de putere care lucrează la frecvențe ridicate și în circuite integrate (TTL — Schottky) pentru creșterea vitezei de comutație a tranzistoarelor bipolare.

Capitolul 5

TRANZISTORUL BIPOLAR

5.1. INTRODUCERE

5.1.1. Simboluri, notații, tipuri de caracteristici

Tranzistorul este un dispozitiv electronic cu trei borne: *emitorul, baza* și *colectorul*. Aceste trei borne („terminale" sau „electrozi") fac legătura la trei regiuni semiconductoare de conductibilitate diferită (*n* sau *p*) ale aceluiași cristal semiconductor.

Tranzistorul bipolar (numit așa deoarece *conducția este asigurată de două tipuri de purtători de sarcină cu sarcină de semn diferit: electroni și goluri*) poate fi o structură de *tip pnp* (fig. 5.1,*a*) sau de tip *npn* (fig. 5.1,*b*).

● În figura 5.1 se arată și **simbolurile** corespunzătoare celor două structuri. Săgeata din simbol corespunde joncțiunii *pn* emitor-bază (vîrful săgeții merge întotdeauna de la zona *p* la zona *n*). Ea arată și sensul normal pozitiv al curentului principal prin tranzistor. Convenția de sens pentru curenți este indicată în figura 5.2. Tot aici se arată și modul de notare a tensiunilor: tensiunea este scrisă ca o diferență de potențial între două puncte, în ordinea indicată de indici.

● **Conexiunile tranzistorului.** Se pot defini trei curenți și trei tensiuni, dar pentru descrierea comportării tranzistorului nu sînt necesare toate aceste șase mărimi. Tensiunile sînt legate prin relația

$$v_{CB} = v_{CE} + v_{EB}, \tag{5.1}$$

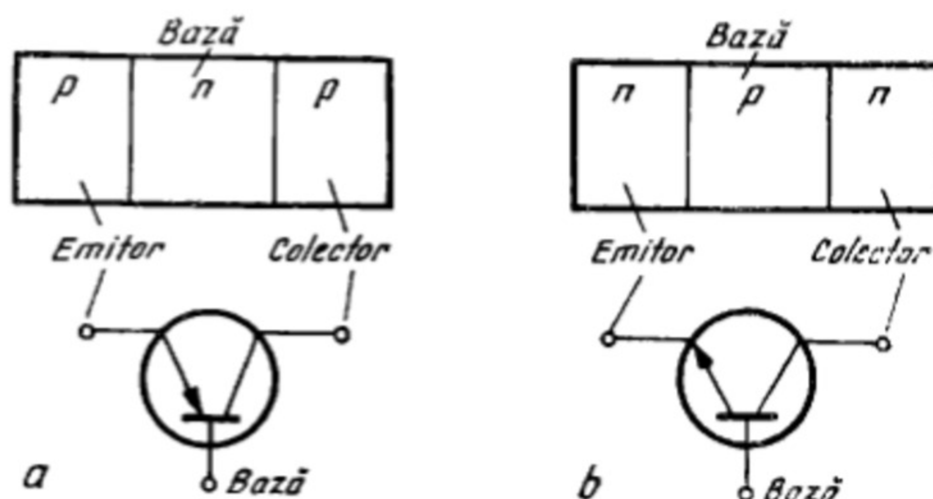


Fig. 5.1



Fig. 5.2

iar curenţii satisfac condiţia

$$i_E = i_C + i_B \tag{5.2}$$

(tranzistorul poate fi asimilat cu un nod în care suma algebrică a curenţilor este zero). Ca urmare, numai două tensiuni şi doi curenţi sînt mărimi independente.

Alegerea mărimilor electrice care descriu comportarea tranzistorului se poate face în moduri diferite. Criteriul este următorul: se consideră tranzistorul ca un diport (un bloc cu două borne de intrare — poarta de intrare — şi două borne de ieşire — poarta de ieşire). Deoarece tranzistorul are numai trei borne, una trebuie să fie comună intrării şi ieşirii. Borna comună defineşte *conexiunea* tranzistorului.

În figura 5.3, de pildă, este reprezentat un tranzistor *pnp* în conexiune *bază comună*. Pentru caracterizarea sa se folosesc două mărimi de intrare: i_E şi v_{EB} şi două mărimi de ieşire: i_C şi v_{CB}.

● **Tipuri de caracteristici.** Dacă pentru a descrie dioda în regim staţionar (curent continuu) sau cvasistaţionar era suficientă o caracteristică curent-tensiune, la tranzistor situaţia este considerabil mai complicată. Pentru un tranzistor dat curenţii rezultă atunci cînd se dau tensiunile aplicate pe joncţiuni. Alegînd pentru ilustrare figura 5.3, vom avea

$$i_E = i_E(v_{EB}, v_{CB}); \tag{5.3}$$

$$i_C = i_C(v_{EB}, v_{CB}), \tag{5.4}$$

deci trebuie specificate *două funcţii de două variabile*. Grafic, aceste funcţii corespund la *două familii de caracteristici*.

În descrierea tranzistorului se folosesc curent: caracteristici de intrare, caracteristici de transfer, caracteristici de ieşire. Acestea vor fi exemplificate tot cu referire la figura 5.3.

Caracteristicile de intrare sînt:

$$i_E = i_E(v_{EB}),\ v_{CB} = \text{parametru}. \tag{5.5}$$

Caracteristicile de transfer dau curentul de ieşire în funcţie de tensiunea de intrare,

$$i_C = i_C(v_{EB}),\ v_{CB} = \text{parametru}. \tag{5.6}$$

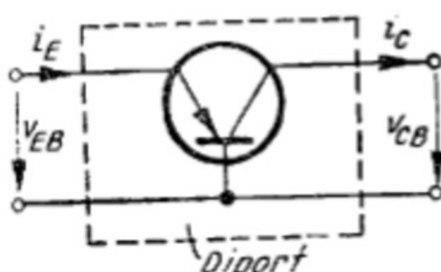


Fig. 5.3

Caracteristicile de ieşire pot avea drept parametru fie tensiunea de intrare, fie curentul de intrare. Cele mai frecvent folosite sînt

$$i_C = i_C(v_{CB}),\ i_E = \text{parametru}. \tag{5.7}$$

○ **Notă.** Tranzistorul va fi complet descris prin specificarea a două seturi de caracteristici independente. Pentru comoditate însă,

se folosesc, după caz, toate tipurile de caracteristici de mai sus, atît în conexiunea bază comună (*BC*), cît şi în conexiunea emitor-comun (*EC*).

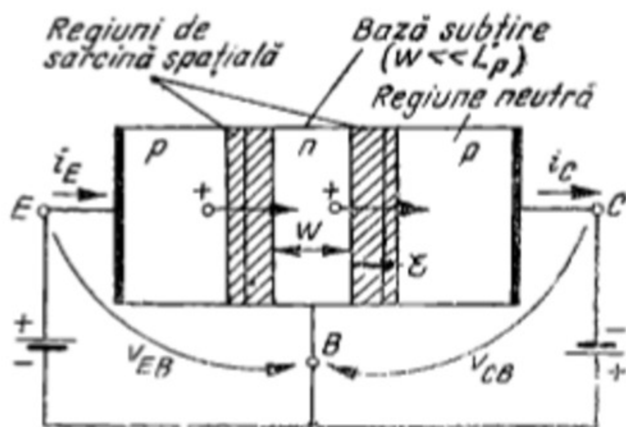


Fig. 5.4

5.1.2. Principiul de funcţionare (efectul de tranzistor)

Efectul de tranzistor va fi explicat pe figura 5.4, considerînd un tranzistor *pnp*. Structura *pnp* cuprinde două joncţiuni semiconductoare, joncţiunea emitor-bază şi joncţiunea colector-bază.

● **Ecuaţiile de dispozitiv.** *În funcţionarea normală*, joncţiunea emitor-bază este polarizată direct, iar joncţiunea colector-bază este polarizată invers (fig. 5.4). Dacă

$$v_{EB} \gg \frac{kT}{q}, \tag{5.8}$$

atunci joncţiunea emitorului este parcursă de un curent i_E mare în raport cu curent rezidual al joncţiunii şi, într-o plajă largă de curenţi

$$v_{EB} \cong const. \tag{5.9}$$

(paragraful 3.3.2) cu valori tipice de ordinul a 0,6—0,7 V (Si) sau 0,2—0,3 V (Ge).

Caracteristică tranzistorului este **cuplarea electrică a celor două joncţiuni.** Două sînt condiţiile care trebuie satisfăcute pentru aceasta. Prima este ca *joncţiunea emitorului să fie puternic asimetrică*, de tip p^+n *în* cazul tranzistorului *pnp*. Ca urmare, curentul de emitor va fi practic în întregime un curent de goluri. A doua condiţie este ca *baza să fie foarte subţire în comparaţie cu lungimea de difuzie* L_p a golurilor minoritare în baza *n* astfel încît fluxul de goluri să ajungă practic în totalitate la regiunea de sarcină spaţială a colectorului. Mai departe, golurile sînt antrenate peste joncţiunea colectorului de cîmpul electric existent aici şi dau naştere unui curent de colector practic egal cu cel de emitor (curentul rezidual propriu joncţiunii de colector blocate a fost neglijat). Deci

$$i_C \cong i_E. \tag{5.10}$$

Ecuaţiile (5.9) şi (5.10) nu reprezintă altceva decît caracteristicile de intrare respectiv de ieşire ale tranzistorului bipolar. Ele sînt schiţate în figura 5.5

Este vorba, desigur, de o descriere foarte simplificată, de un model rudimentar al tranzistorului (polarizat „normal", ca în figura 5.4). Aceasta nu ne împiedică însă să înţelegem unele aspecte esenţiale ale funcţionării acestuia, inclusiv posibilitatea de a obţine un semnal amplificat.

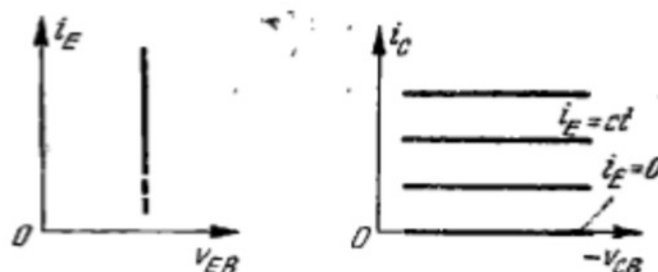


Fig. 5.5

● **Ecuaţiile de circuit.** Să examinăm, de pildă, circuitul

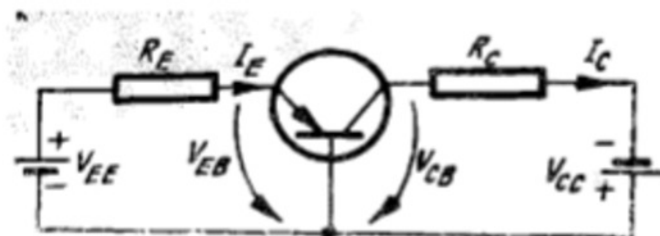


Fig. 5.6

din figura 5.6, unde în serie cu joncțiunile tranzistorului au fost introduse rezistențe. Pentru a determina mărimile electrice din circuit vom folosi ecuațiile „de dispozitiv" (5.9) și (5.10), precum și două ecuații „de circuit". Acestea din urmă sînt

$$V_{EE} = V_{EB} + R_E I_E, \; V_{EB} = \text{dat}; \tag{5.11}$$

$$V_{CC} = -V_{CB} + R_C I_C. \tag{5.12}$$

Relația (5.11) permite calculul curentului de emitor în punctul static de funcționare:

$$I_E = \frac{V_{EE} - V_{EB}}{R_E}. \tag{5.13}$$

Dacă $V_{EE} \gg V_{EB}$, atunci acest curent este determinat practic de circuitul de intrare (este independent de tranzistor):

$$I_E \cong \frac{V_{EE}}{R_E}. \tag{5.14}$$

Mai departe, curentul static de colector este

$$I_C \cong I_E, \tag{5.15}$$

iar tensiunea de colector

$$V_{CB} = -V_{CC} + R_C I_C. \tag{5.16}$$

Calculul de mai sus este valabil dacă $V_{CB} < 0$ (joncțiunea colectorului trebuie să fie blocată, iar curentul ei propriu-neglijabil).

● **Comportarea tranzistorului ca amplificator.** Cum poate amplifica tranzistorul din figura 5.5? Deoarece i_C urmărește variațiile lui i_E, nu se pune aici problema amplificării în curent.

Amplificarea în tensiune. Să presupunem că tensiunea V_{EE} are o mică variație ΔV_{EE}. Aceasta provoacă variația lui $i_C \cong i_E$ și a lui v_{CB}. În colector se va simți o variație de tensiune

$$\Delta v_{CB} \cong \frac{R_C}{R_E} \Delta V_{EE} \tag{5.17}$$

și „semnalul" ΔV_{EE} va apărea amplificat dacă $R_C > R_E$. Rezultatul nu este însă edificator, deoarece aplicarea semnalului în serie cu bateria de alimentare nu este deloc inspirată. Într-adevăr, în loc de a ataca tranzistorul prin rezistența serie R_E care limitează curentul, putem să aplicăm tensiunea de semnal direct în emitor, printr-un condensator care blochează curentul continuu dar permite trecerea semnalului (dacă acesta are o variație suficient de rapidă). Atunci semnalul poate fi considerat chiar Δv_{EB}. Desigur că în aceste condiții caracteristica de intrare simplificată (5.9) va trebui abandonată. Reluăm calculul folosind dependența exponențială de tensiune a curentului prin joncțiunea *pn* deschisă și scriem:

$$i_C \cong i_E \cong const. \exp\left(\frac{q v_{EB}}{kT}\right) \tag{5.18}$$

de unde, prin diferenţiere, găsim

$$\frac{\Delta i_C}{\Delta v_{EB}} = \frac{qI_C}{kT} = g_m, \tag{5.19}$$

unde I_C este curentul continuu în jurul căruia au loc variaţiile produse de semnal, iar g_m este *panta* sau *transconductanţa* tranzistorului. Acestea este de fapt chiar panta caracteristicii de transfer $i_C = i_C(v_{EB})$ dată de relaţia (5.18). Această caracteristică este neliniară şi aproximarea ei prin tangentă este acceptabilă doar la *semnale mici* (pentru $\Delta v_{EB} \ll kT/q$ la fel ca la joncţiunea *pn*; se va reveni). Din relaţia (5.12) rezultă apoi

$$\Delta v_{CB} = R_C \Delta i_C = g_m R_C \Delta v_{EB} \tag{5.20}$$

deci amplificarea în tensiune este $g_m R_C$. Această amplificare poate lua valori mari. Pentru $kT/q = 0{,}025$ V şi $I_C = 1$ mA obţinem $g_m = 40$ mA/V. Atunci amplificarea este 80 pentru $R_C = 2$ kΩ etc.

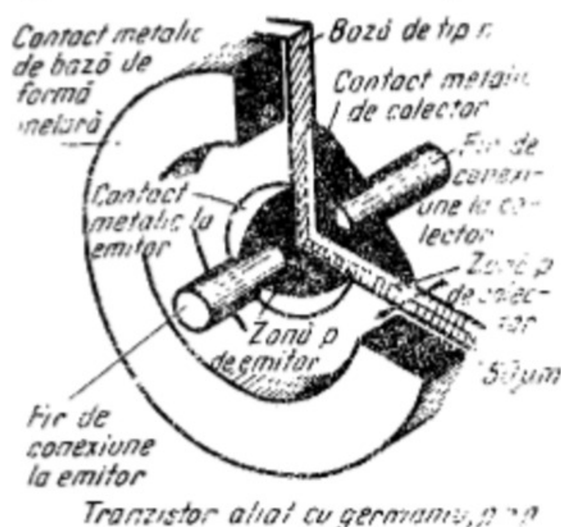
○ Remarcăm că amplificarea creşte cu I_C (g_m creşte), dar dacă lucrăm la un I_C de valoare mare trebuie să limităm valoarea lui R_C, deoarece în caz contrar căderea de tensiune continuă pe R_C impune o creştere exagerată a tensiunii de alimentare, V_{CC}.

Am arătat în cele de mai sus că tranzistorul în conexiune bază comună poate fi folosită ca un amplificator de tensiune. De fapt, important este faptul că **tranzistorul amplifică în putere.** Acest lucru se înţelege uşor deoarece amplificarea variaţiei tensiunii în circuitul de colector are loc în condiţiile în care variaţia curentului este practic aceeaşi ($\Delta i_C \cong \Delta i_E$), deci puterea semnalului în circuitul de colector este considerabil mai mare decît cea necesară pentru comanda tranzistorului în emitor.

Tranzistorul transferă curentul din circuitul de intrare de rezistenţă mică în circuitul de ieşire de rezistenţă mare. De aici şi denumirea de tranzistor (*transistor = transfer resistor*, adică rezistenţă de transfer).

5.1.3. Construcţia tranzistoarelor bipolare

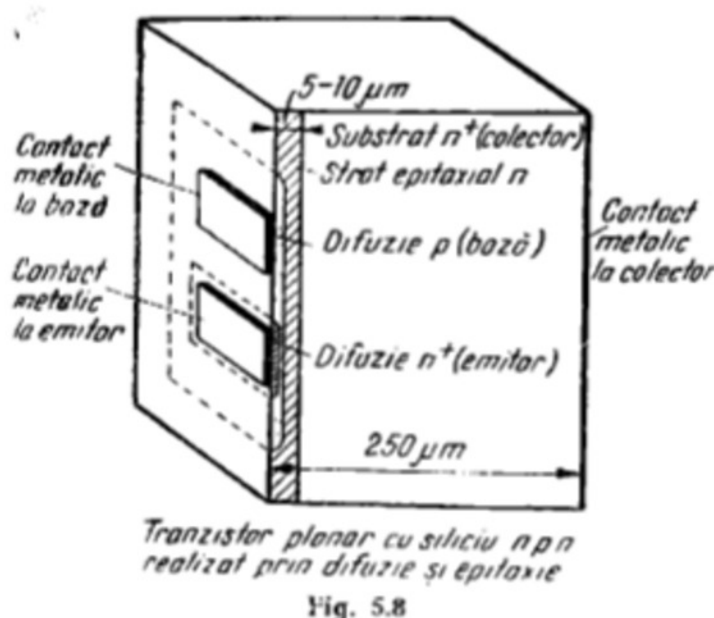
● **Tranzistorul *pnp* cu germaniu** din figura 5.7 se realizează prin alierea a două bile de indiu la o plăcuţă de germaniu. Această aliere produce o topire locală a germaniului. Semiconductorul recristalizează după aliere înglobînd atomi de indiu care constituie un dopant de tip *p*. Astfel se formează emitorul şi colectorul, care sînt separate de o bază subţire (10–25μm). Contactul metalic la bază este formă inelară.



Tranzistor aliat cu germaniu, pnp

Fig. 5.7

● **Transistorul planar cu siliciu de tip *npn*** din figura 5.8 este realizat prin două difuzii succesive (de bază şi, respectiv, de emitor) în stratul epitaxial de tip *n*. Grosimea bazei poate fi controlată mai precis şi poate fi sensibil mai mică (de ordinul a cîtiva microni) decît la tranzistoarele aliate



Tranzistor planar cu siliciu npn realizat prin difuzie şi epitaxie

Fig. 5.8

cu germaniu. În figură contactul la colector se face pe spatele plăcuţei de siliciu. În circuitele integrate colectorul se contactează pe aceeaşi faţă a plachetei ca şi emitorul şi baza. Pentru ca rezistenţa contactului metal-semiconductor să fie mică, contactul se face pe o zonă n^+ difuzată în colectorul n simultan cu emitorul. Suprafaţa siliciului este în toate cazurile protejată de un strat de bioxid de siliciu, în care se decupează ferestrele de metalizare.

5.2. RELAŢII ÎNTRE CURENŢII PRIN TRANZISTOR

5.2.1. Componentele curenţilor prin tranzistor

În cele ce urmează vom considera din nou un *tranzistor pnp polarizat normal*, în conexiune *BC* (fig. 5.4). Vom analiza separat curenţii de electroni şi respectiv de goluri la cele două joncţiuni şi vom discerne contribuţia lor la curenţii ce curg prin bornele exterioare.

● **Curentul de emitor.** Figura 5.9 pune în evidenţă curentul de goluri (predominant) şi curentul de electroni la joncţiunea emitorului:

$$i_E = i_{E,p} + i_{E,n}. \qquad (5.21)$$

● **Curentul de colector.** O parte din curentul de electroni injectat de emitor în bază se pierde prin recombinare (i_r). Ca urmare, curentul de goluri injectate de emitor şi colectate de colector este

$$i_{C,p} = i_{E,p} - i_r. \qquad (5.22)$$

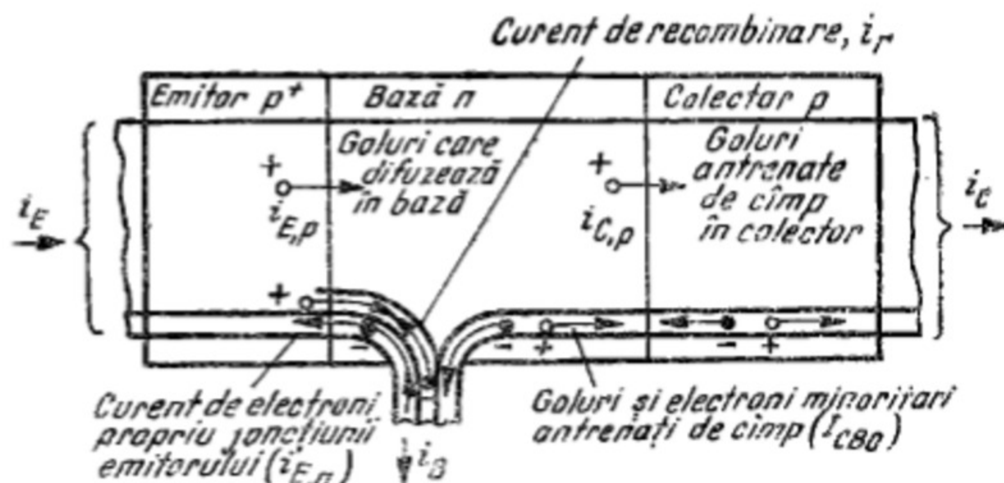


Fig. 5.9

Curentul propriu al joncţiunii colectorului, I_{CBO}, este susţinut de purtători minoritari, electroni şi goluri (fig. 5.9). Curentul total de colector este

$$i_C = i_{C,p} + I_{CBO}. \tag{5.23}$$

● **Curentul de bază** este

$$i_B = i_E - i_C = i_{E,n} + i_n - I_{CBO} \tag{5.24}$$

şi are deci trei componente:

$i_{E,n}$ — curentul de electroni propriu joncţiunii emitorului, curent care se închide prin bază;

i_r — curentul de recombinare, susţinut de electronii injectaţi în bază în întîmpinarea golurilor cu care se recombină;

$-I_{CBO}$ — curentul rezidual (sau de saturaţie) propriu joncţiunii colectorului; la acesta contribuie atît electronii minoritari injectaţi din colector în bază, cît şi golurile minoritare injectate din bază în colector.

● **Factorul de amplificare în curent.** O funcţionare eficace a tranzistorului are loc atunci cînd curentul de colector este practic egal cu curentul emitor.

O primă condiţie necesară este ca i_E să fie aproximativ un curent de goluri.

În acest sens se defineşte o *eficienţă a emitorului*

$$\gamma_E = \frac{i_{E,p}}{i_E} = \frac{i_{E,p}}{i_{E,p} + i_{E,n}}, \tag{5.25}$$

care are valoarea ideală $\gamma_E = 1$.

O a doua condiţie este aceea ca majoritatea golurilor injectate de emitor să ajungă la joncţiunea colectorului. În acest context se defineşte un *factor de transport* al golurilor prin bază

$$\beta_t = \frac{i_{C,p}}{i_{E,p}} = \frac{i_{C,p}}{i_{C,p} + i_r}. \tag{5.26}$$

Valoarea ideală a acestui factor este tot unitatea. Din relaţiile (5.21) –(5.23), (5.25) şi (5.26) rezultă

$$i_C = \alpha_F i_E + I_{CBO}, \tag{5.27}$$

unde

$$\alpha_F = \gamma_E \beta_t \tag{5.28}$$

este *factorul de amplificare în curent*, în sens direct, în conexiune *BC*.

O a treia condiţie este ca I_{CBO} să fie neglijabil. Dacă avem şi $\alpha_F \leqslant 1$ (primele două condiţii), atunci $i_C \cong i_E$ (relaţia 5.10). În cele ce urmează vom examina condiţiile pe care trebuie să le satisfacă tranzistorul pentru ca α_F să fie foarte apropiat de unitate.

○ **Notă.** Factorul de amplificare în curent α_F definit de relaţia (5.27) este denumit uneori *factor de amplificare în curent* (sau *cîştig în curent*) *de semnal mare*. Această definire poate fi înţeleasă dacă avem în vedere excursia totală în semnal raportată la valorile pe care curenţii le au la tăiere (blocare). În mod convenţional se defineşte tăierea prin $i_E = 0$, $i_C = I_{CBO}$. Ca urmare, acest cîştig este $\Delta i_C/\Delta i_E = (i_C - I_{CBO})/(i_E - 0)$ şi concide cu α_F definit de relaţia (5.27).

5.2.2. Eficienţa emitorului

Vom evalua curenţii de goluri, respectiv de electroni, la joncţiunea emitorului cu referire la figura 5.10. Se consideră un model unidimensional şi un profil abrupt de impurităţi. Se preia aproximaţia de golire din teoria joncţiunii *pn*. Origina axei de coordonate, $x = 0$, se plasează la extremitatea de la emitor a bazei neutre. Regiunea *p* a emitorului este foarte groasă în comparaţie cu lungimea de difuzie a electronilor minoritari în emitor, $L_{n,E}$. Alte ipoteze importante sînt:

— neglijarea fenomenelor de generare — recombinare în regiunea de trecere;

— nivele mici de injecţie.

● Figura 5.10 reprezintă **variaţia concentraţiei electronilor minoritari în emitor.** Concentraţia de purtători minoritari *în exces* este

$$n_{p,E}(x) - n_{p0}^{(E)} = n'_{p,E}(x) = n'_{p,E}(-l_E)\exp\left(\frac{l_E + x}{L_{n,E}}\right), \quad x \leqslant -l_E, \tag{5.29}$$

aşa cum rezultă ca din ecuaţia de difuzie (cap. 3). Densitatea curentului de electroni minoritari (practic, curent de difuzie) este

$$j_n = qD_n \frac{dn'_{p,E}}{dx} = \frac{qD_n n'_{p,E}(-l_E)}{L_{n,E}}\exp\left(\frac{l_E + x}{L_{p,E}}\right), \quad x \leqslant -l_E \tag{5.30}$$

şi neglijînd generarea-recombinarea purtătorilor în regiunea de trecere, rezultă:

$$j_n(-l_E) = \frac{qD_n n'_{n,E}(-l_E)}{L_{n,E}} = j_n(0). \tag{5.31}$$

● Pentru **estimarea curentului de goluri la x = 0,** vom presupune că recombinarea în *baza foarte subţire* (ipoteza suplimentară $W \ll L_p$) este pur şi simplu neglijabilă; ca urmare, densitatea curen-

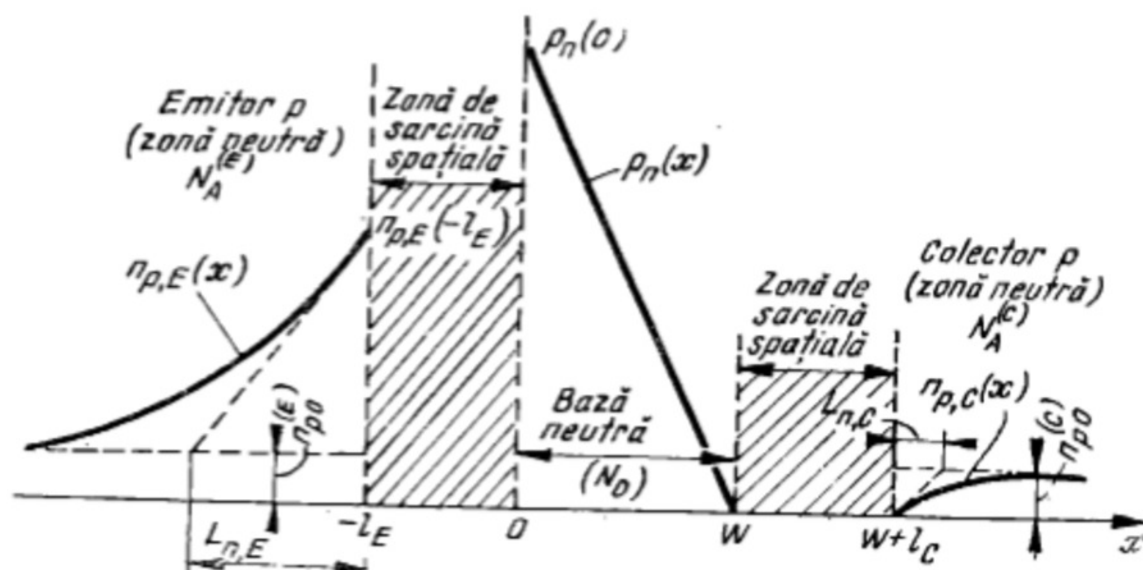


Fig. 5.10

tului de difuzie a golurilor minoritare este

$$j_p(x) = -qD_p \frac{\mathrm{d}p'_n}{\mathrm{d}x} \cong const, \quad 0 \leqslant x \leqslant W, \tag{5.32}$$

iar $p'_n(x) = p_n(x) - p_{n0}$ scade liniar cu distanța. Folosim condițiile la limită (3.38) și (3.39):

$$p'_n(0) = p_{n0}\left[\exp\left(\frac{qv_{EB}}{kT}\right) - 1\right] \cong$$

$$\cong p_{n0} \exp\left(\frac{qv_{EB}}{kT}\right) \gg p_{n0}, \quad v_{EB} \gg \frac{kT}{q}; \tag{5.33}$$

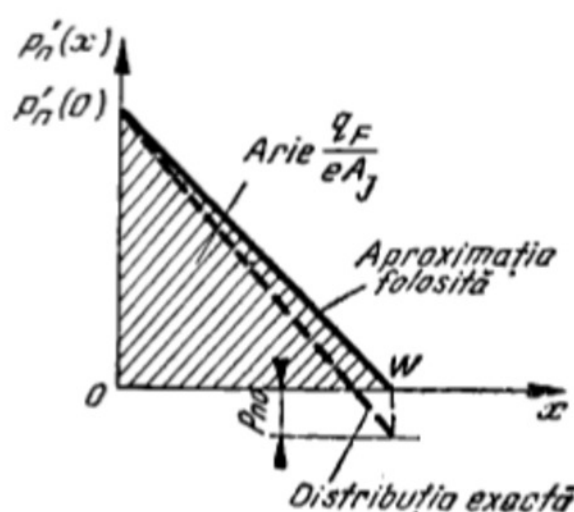


Fig. 5.11

$$p'_n(w) = p_{n0}\left[\exp\left(\frac{qv_{CB}}{kT}\right) - 1\right] \cong - p_{n0}, \; v_{CB} < 0, \quad |v_{CB}| \gg \frac{kT}{q} \tag{5.34}$$

(tensiunile aplicate din exterior cad practic în întregime pe regiunile de sarcină spațială). Luînd $p'_n(W) \cong 0$ (fig. 5.11) se poate scrie:

$$p'_n(x) \cong p'_n(0)\left(1 - \frac{x}{W}\right) \tag{5.35}$$

și

$$j_p(0) \cong j_p(W) = \frac{qD_p p'_n(0)}{W}. \tag{5.36}$$

● Aplicînd definiția (5.25) a **eficienței emitorului,** rezultă:

$$\gamma_E = \frac{1}{1 + \dfrac{i_{E,n}}{i_{E,p}}} = \frac{1}{1 + \dfrac{j_n(0)}{j_p(0)}} = \frac{1}{1 + \dfrac{n'_{p,E}(-l_E)}{p'_n(0)} \cdot \dfrac{D_n}{D_p} \cdot \dfrac{W}{L_{n,E}}}. \tag{5.37}$$

Folosind (5.33), relația similară

$$n'_{p,E}(-l_E) = n_{p0}^{(E)}\left[\exp\left(q\frac{v_{EB}}{kT}\right) - 1\right], \tag{5.38}$$

precum și

$$n_{p0}^{(E)} = \frac{n_i^2}{N_A^{(E)}}; \quad p_{n0} = \frac{n_i^2}{N_D}, \tag{5.39}$$

obținem expresia finală*

$$\gamma_E = \frac{1}{1 + \dfrac{D_n W N_D}{D_p L_{n,E} N_A^{(E)}}}. \tag{5.40}$$

---

* Dacă grosimea zonei emitorului, fie ea W_E, este mult mai mică decît lungimea de difuzie a electronilor minoritari, $L_{n,E}$, atunci $L_{n,E}$ trebuie înlocuit cu W_E în formula (5.40).

O condiție importantă pentru ca eficiența emitorului să fie apropiată de unitate este

$$N_D \lll N_A^{(E)} \text{(cu cîteva ordine de mărime).} \qquad (5.41)$$

adică *joncțiunea emitor-bază trebuie să fie de tip p^+n, puternic asimetrică.*

5.2.3. Factorul de transport

● Rămînînd în cadrul aproximațiilor de mai sus, vom estima un **curent de recombinare** presupus din start foarte mic (o simplă corecție). Cu distribuția liniară aproximativă (5.35) a golurilor în exces în bază, sarcina totală a acestora este (fig. 5.11)

$$q_F = \frac{qp_n'(0)W}{2} A_J, \qquad (5.42)$$

unde A_J este secțiunea transversală a dispozitivului (aria joncțiunilor). Curentul de recombinare poate fi obținut prin multiplicarea sarcinii totale de goluri cu probabilitatea de recombinare a unui gol, $1/\tau_p$, unde τ_p este timpul de viață al golurilor minoritare în bază (relația 2.31):

$$i_r = \frac{1}{\tau_p} q_F = \frac{1}{2} \frac{qp_n'(0)W}{\tau_p} A_J. \qquad (5.43)$$

● **Factorul de transport** (5.26) devine

$$\beta_t = \frac{1}{1 + \dfrac{i_r}{i_{C,p}}} = \frac{1}{1 + \dfrac{1}{2}\left(\dfrac{W}{L_p}\right)^2}, \qquad (5.44)$$

unde $L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$ este lungimea de difuzie a golurilor în bază (cap. 3).

○ **Observație.** Această formulă nu este corectă decît pentru $W \ll L_p$: dacă recombinarea în bază nu este neglijabilă atunci calculul de mai sus nu este valabil.

5.2.4 Descrierea funcționării tranzistorului în regiunea activă normală

● **Conexiunea BC.** Tranzistorul *pnp* polarizat normal, cu $v_{EB} \gg \dfrac{kT}{q}$, $v_{CB} < 0$, $|v_{CB}| \gg \dfrac{kT}{q}$, poate fi descris de relația (5.27), unde α_F și I_{CBO} sînt presupuse constante*.

De fapt α_F depinde de tensiunea și de curentul de lucru al tranzistorului, așa cum se va arăta ulterior, iar curentul rezidual (invers) al unei joncțiuni nu este nici el o mărime constantă (cap. 3).

---

* La aceasta se adaugă $i_E \cong A_J j_p(0) = const \times \exp \dfrac{qv_{EB}}{kT}$, deci o relație de forma (5.18), sau pur și simplu $v_{EB} \cong const$, cunoscut.

Valoarea lui α_F este de regulă foarte apropiată de unitate (0,98 ... 0,99 sau chiar mai mult) şi s-ar părea că valoarea sa exactă nu contează.

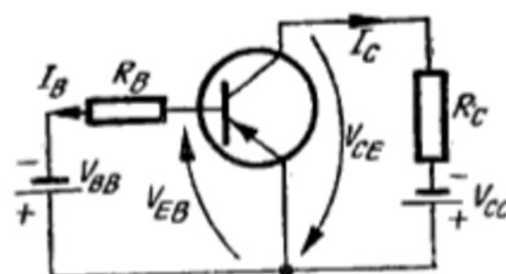


Fig. 5.12

● **Conexiunea EC.** Dacă dorim să controlăm curentul de colector prin curentul de bază, i_B (*conexiunea emitor comun*) situaţia se schimbă radical. Să examinăm de pildă circuitul din figura 5.12.

La ecuaţiile „de circuit"

$$V_{BB} = V_{EB} + R_B I_B; \tag{5.45}$$

$$V_{CC} = - V_{CE} + R_C I_C, \tag{5.46}$$

se vor adăuga $V_{EB} \cong const$, dat, şi încă o relaţie „de dispozitiv" care leagă curentul de ieşire I_C de curentul de intrare I_B. Folosind ecuaţiile (5.2) şi (5.27) găsim

$$I_C = \beta_F I_B + I_{CEO}, \tag{5.47}$$

unde

$$\beta_F = \frac{\alpha_F}{1 - \beta_F} \tag{5.48}$$

este *factorul de amplificare în curent** (conexiunea emitor comun), iar

$$I_{CEO} = \frac{I_{CBO}}{1 - \alpha_F} = (\beta_F + 1)\, I_{CBO} = I_C |_{I_B=0} \tag{5.49}$$

este curentul rezidual de colector în conexiunea *EC* (măsurat cu baza în gol).

Noul factor de amplificare în curent poate fi mult mai mare decît unitatea (zeci, sute). De asemenea $I_{CEO} \gg I_{CBO}$ şi devine important (pentru tranzistoarele cu siliciu — la temperaturi mai ridicate, iar pentru cele cu germaniu — chiar la temperatura camerei).

Deosebit de important este faptul că variaţiile aparent neînsemnate ale lui α_F se transformă în variaţii mari ale lui β_F. De exemplu $\beta_F = 99$ pentru $\alpha_F = 0{,}99$, dar β_F este numai 49 pentru $\alpha_F = 0{,}98$. Folosind formulele (5.40) şi (5.44) şi presupunînd atît γ_E cît şi β_t foarte apropiate de unitate, găsim prin neglijări succesive

$$\alpha_F = \gamma_E \beta_t \cong \left(1 - \frac{D_n W N_D}{D_p L_{n,E} N_A^{(E)}}\right)\left[1 - \frac{1}{2}\left(\frac{W}{L_p}\right)^2\right] \cong$$

$$\cong 1 - \frac{1}{2}\left(\frac{W}{L_p}\right)^2 - \frac{D_n}{D_p} \cdot \frac{W}{L_{n,E}} \cdot \frac{N_D}{N_A^{(E)}}; \tag{5.50}$$

$$\frac{1}{\beta_F} = \frac{1 - \alpha_F}{\alpha_F} \cong 1 - \alpha_F \cong \frac{1}{2}\left(\frac{W}{L_p}\right)^2 + \frac{D_n W N_D}{D_p L_{n,E} N_A^{(E)}}. \tag{5.51}$$

---

* La fel ca în paragraful 5.2.1., β_F poate fi considerat un *factor de amplificare* (*cîştig în curent*) *de semnal mare*. Deoarece $i_B = 0$ nu asigură blocarea dispozitivului ($i_C = (\beta_F + 1) I_{CBO} \gg I_{CBO}$), vom reveni la condiţia de tăiere $i_E = 0$, $i_C = I_{CBO}$, deci $i_B = i_E - i_C = - I_{CBO}$. Raportul celor două excursii în curent este $\Delta i_C / \Delta i_B = (i_C - I_{CBO}) / [i_B - (- I_{CBO})] = \beta_F$, în conformitate cu relaţiile (5.47) şi (5.49).

Această formulă pune în evidență *dependența puternică a lui β_F de parametrii constructivi și de material ai tranzistorului*. Este dificil de controlat foarte precis grosimea bazei și concentrațiile de impurități. Timpii de viață ai purtătorilor minoritari (care intră în expresia lungimilor de difuzie) sînt greu reproductibili.

○ **Notă.** Observația de mai sus este extrem de caracteristică pentru electronica cu tranzistoare. *Tranzistorul bipolar oferă un cîștig mare în curent, dar nu se poate conta pe valoarea exactă a acestuia.* Aceste două fapte își pun o amprentă clară asupra concepției circuitelor cu tranzistoare. Aceste circuite trebuie să folosească proprietatea tranzistorului de a fi *și* un amplificator de curent, reducînd însă pe cît posibil efectul dispersiei parametrului β_F, dispersie inevitabilă datorită particularităților de fabricație*

5.3. TEORIA TRANZISTORULUI ÎN REGIM STAȚIONAR, LA NIVELE MICI DE INJECȚIE

5.3.1. Modelul folosit în calcule

Vom relua și dezvolta calculele privind curenții prin tranzistorul bipolar, fără a mai face de această dată:

— restricții asupra tensiunilor aplicate pe joncțiuni;

— presupunerea că baza este foarte subțire (deci recombinarea este nulă sau foarte redusă).

Ipotezele pe care se bazează teoria sînt:

a) model unidimensional, pe direcția de curgere a curentului principal prin tranzistor (perpendicular pe planul joncțiunilor);

b) profil abrupt de impurități (concentrații uniforme de impurități în cele trei regiuni ale tranzistorului):

c) regiunile de emitor și colector suficient de groase în raport cu lungimile de difuzie ale purtătorilor minoritari;

d) nivele mici de injecție (excesul de purtători majoritari poate fi neglijat);

e) se neglijează fenomenele de generare-recombinare în regiunea de de trecere;

f) nu există altă excitație externă (radiație, gradient de temperatură) în afara tensiunilor aplicate pe electrozi.

Ipoteza *a* presupune următoarele:

— se ignoră geometria reală a dispozitivului (fig. 5.7 și 5.8) și se admite că joncțiunile sînt plane cu efecte de margine neglijabile;

— se neglijează complet efectele care au loc pe suprafața semiconductorului (paragraful 3.3.3);

---

* Un circuit electronic nu se concepe pentru un tranzistor anume (ca exemplar fizic, cu o valoare determinată a lui β_F), ci pentru un anumit *tip* de tranzistor care este caracterizat de o plajă largă de valori ale lui β_F.

— se neglijează căderea de tensiune corespunzătoare curgerii transversale a curentului de bază.

În legătură cu ipoteza *d* menţionăm şi faptul că la intensităţi mici ale curentului se poate neglija căderea de tensiune pe regiunile neutre de emitor şi colector. La intensităţi mari de curent această neglijare nu mai este posibilă. Mai mult, chiar ipoteza împărţirii tranzistorului în regiuni (evasi) neutre şi regiuni de sarcină spaţială golite (aproape) complet de purtători mobili nu mai rezistă la curenţi mari.

Împreună cu ipoteza de nivel mic de injecţie trebuie reţinută şi expresia concentraţiilor de purtători minoritari la limita regiunilor de sarcină spaţială (condiţiile la limită ale lui Shockley, care extrapolează formulele de la echilibru termic presupunînd de asemenea intensităţi mici de curent).

Calculele se vor dezvolta pentru un *tranzistor pnp*.

5.3.2. Distribuţia purtătorilor minoritari în bază

În condiţii de nivel mic de injecţie, curentul de purtători minoritari este practic un curent de difuzie. Ca urmare (paragraful 3.3.2), **distribuţia golurilor minoritare în exces** în baza tranzistorului *pnp* va fi determinată din ecuaţia de difuzie:

$$\frac{dp_n'(x)}{dx^2} = \frac{p_n'(x)}{L_p^2}. \tag{5.52}$$

($L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$; $p_n'(x) = p_n(x) - p_{n0}$) valabilă în interiorul bazei neutre ($0 \leqslant x \leqslant W$, fig. 5.10). Condiţiile la limită ale lui Shockley sînt (paragraful 3.3.2):

$$p_n'(0) = p_{n0}\left[\exp\left(\frac{qv_{EB}}{kT}\right) - 1\right]; \tag{5.53}$$

$$p_n'(W) = p_{n0}\left[\exp\left(\frac{qv_{CB}}{kT}\right) - 1\right]. \tag{5.54}$$

Integrarea ecuaţiei ne dă

$$p_n'(x) = p_n'(0)\frac{\operatorname{sh}\left(\dfrac{W-x}{L_p}\right)}{\operatorname{sh}\left(\dfrac{W}{L_p}\right)} + p_n'(W)\frac{\operatorname{sh}\left(\dfrac{x}{L_p}\right)}{\operatorname{sh}\left(\dfrac{W}{L_p}\right)}. \tag{5.55}$$

Presupunînd în acest moment că baza este foarte subţire ($W \ll L_p$), funcţiile hiperbolice pot fi aproximate cu primul termen din dezvoltarea în serie:

$$p_n'(x) \cong \left(1 - \frac{x}{W}\right)p_n'(0) + \frac{x}{W}\,p_n'(W), \tag{5.56}$$

deci o *distribuție liniară a golurilor în bază.* Acest rezultat simplu corespunde unui curent de difuzie constant în bază ($0 \leqslant x \leqslant W$):

$$j_p(x) = -qD_p \frac{dp'_n}{dx} = \frac{qD_p}{W}[p'_n(0) - p'_n(W)], \tag{5.57}$$

deci unui curent de recombinare neglijabil.

În cazul particular al funcționării „normale", cu

$$v_{EB} \gg \frac{kT}{q},\ v_{CB} < 0,\ |v_{CB}| \gg \frac{kT}{q}, \tag{5.58}$$

relațiile (5.53) și (5.54) se reduc la

$$p'_n(0) \cong p_{n0} \exp \frac{qv_{EB}}{kT},\ p'_n(W) = -p_{n0} \cong 0, \tag{5.59}$$

deoarece $|p'_n(W)|$ este extrem de mic față de $p'_n(0)$. Atunci, din expresia (5.55) se va reține numai primul termen. Dacă $W \ll L_p$, reobținem distribuția triunghiulară (fig. 5.11) a excesului de goluri în bază

$$p'_n(x) \cong \left(1 - \frac{x}{W}\right) p'_n(0). \tag{5.60}$$

Această formulă ignoră însă recombinarea în bază.

Pentru a estima **curentul de recombinare** în bază în cazul polarizării „normale" (condițiile 5.58), pornim de la distribuția (5.55) cu $p'_n(W) = 0$ și calculăm

$$\beta_t = \frac{j_p(W)}{j_p(0)} = \frac{1}{\mathrm{ch}\left(\frac{W}{L_p}\right)}. \tag{5.61}$$

Pentru $W \ll L_p$

$$\mathrm{ch}\,\frac{W}{L_p} \cong 1 + \frac{1}{2}\left(\frac{W}{L_p}\right)^2 \tag{5.62}$$

și reobținem astfel pe altă cale relația (5.44).

5.3.3. Expresia curenților prin tranzistor

Curentul de emitor i_E și cel de colector i_C vor fi evaluați la joncțiunile respective. Aici vom profita de faptul că j_p și j_n sînt constanți în regiunile de sarcină spațială (ipoteza *e* din paragraful 5.3.1), ei vor fi evaluați de-o parte și de alta a regiunii de sarcină spațială, acolo unde purtătorii de sarcină respectivi sînt minoritari. Aceasta—deoarece la nivele mici de injecție (ipoteza *d*) curentul de purtători minoritari poate fi exprimat ca un curent de difuzie. În fine, acești curenți vor fi determinați pe baza distribuției purtătorilor minoritari în regiunile neutre, distribuții care depind liniar de concentrațiile de purtători la limita acestor regiuni, Ca urmare se va obține o dependență liniară a curenților prin tranzistor de concentrațiile de purtători la limita regiunilor de sarcină spațială.

● **Curentul de emitor** este (fig. 5.10 și relația 5.55)

$$i_E = A_J j_p(0) + A_J j_n(-l_E) =$$

$$= \frac{A_J q D_p p_n'(0)}{L_p} \cdot \frac{\text{ch}\left(\frac{W}{L_p}\right)}{\text{sh}\left(\frac{W}{L_p}\right)} - \frac{A_J q D_p p_n'(W)}{L_p} \cdot \frac{1}{\text{sh}\left(\frac{W}{L_p}\right)} + \tag{5.63}$$

$$+ A_J \frac{q D_{n,E} n_{p,E}'(-l_E)}{L_{n,E}}$$

și cu condițiile la limită (5.38), (5.53) devine*

$$i_E = A_J \left[\frac{q D_{n,E} n_{p0}^{(E)}}{L_{n,E}} + \frac{q D_p p_{n0}}{L_p} \text{cth}\left(\frac{W}{L_p}\right)\right]\left[\exp\left(\frac{q v_{EB}}{kT}\right) - 1\right] -$$

$$- \frac{A_J q_p D p_{n0}}{L_p} \cdot \frac{1}{\text{sh}\left(\frac{W}{L_p}\right)} \left[\exp\left(\frac{q v_{CB}}{kT}\right) - 1\right], \tag{5.64}$$

deci o relație de forma $i_E = i_E(v_{EB}, v_{CB})$.

● Similar (fig. 5.10), **curentul de colector** este:

$$i_C = \frac{A_J q D_p p_{n0}}{L_p \,\text{sh}\left(\frac{W}{L_p}\right)} \left[\exp\left(\frac{q v_{EB}}{kT}\right) - 1\right] -$$

$$- A_J \left[\frac{q D_p p_{n0}}{L_p} \text{cth}\left(\frac{W}{L_p}\right) + \frac{q D_{n,C} n_{p0}^{(C)}}{L_{n,C}}\right]\left[\exp\left(\frac{q v_{CB}}{kT}\right) - 1\right]. \tag{5.65}$$

Relațiile (5.64) și (5.65) pot fi rescrise astfel încît să pună în evidență concentrația intrinsecă de purtători, n_i, și timpii de viață ai purtătorilor minoritari. Astfel:

$$i_E = q A_J n_i^2 \left[\sqrt{\frac{D_{n,E}}{\tau_n}} \cdot \frac{1}{N_A^{(E)}} + \sqrt{\frac{D_p}{\tau_p}} \frac{\text{cth}\left(\frac{W}{L_p}\right)}{N_D}\right]\left[\exp\left(\frac{q v_{EB}}{kT}\right) - 1\right] -$$

$$- q A_J n_i^2 \sqrt{\frac{D_p}{\tau_p}} \cdot \frac{1}{N_D \,\text{sh}\left(\frac{W}{L_p}\right)} \left[\exp\left(\frac{q v_{CB}}{kT}\right) - 1\right]; \tag{5.66}$$

se remarcă $i_E \sim n_i^2$ (similar $i_C \sim n_i^2$), deci dependența puternică de temperatură (capitolul 2). Subliniem faptul că această dependență apare, matematic vorbind, prin concentrațiile de purtători minoritari la limita regiunilor de sarcină spațială. Dependența puternică a curenților de temperatură (la tensiuni date**) se explică prin faptul că i_E și i_C au fost calculați ca niște

* Vom folosi notații diferite pentru constantele de difuzie ale electronilor în emitor și în colector ($D_{n,E}$, respectiv $D_{n,C}$) deoarece mobilitatea electronilor depinde de concentația de impurități (capitolul 2) și este în principiu diferită în cele două regiuni.

** Din fericire, circuitul poate determina în bună măsură curentul prin tranzistor, stabilizînd astfel valoarea acestuia în raport cu variațiile temperaturii.

curenți de purtători minoritari. Desigur, curentul de emitor lîngă contact, în regiunea p, este transportat de goluri majoritare. Dar nu aici are loc limitarea curentului, ci în imediata vecinătate a regiunilor de sarcină spațială unde „viteza" de curgere a purtătorilor de sarcină minoritari este determinată de gradientul concentrațiilor de purtători.

○ **Observație.** Relațiile de mai sus pot fi puse sub forma

$$i_E = a_{11}\left[\exp\left(\frac{qv_{EB}}{kT}\right) - 1\right] - a_{12}\left[\exp\left(\frac{qv_{CB}}{kT}\right) - 1\right] \tag{5.67}$$

$$i_C = a_{21}\left[\exp\left(\frac{qv_{EB}}{kT}\right) - 1\right] - a_{22}\left[\exp\left(\frac{qv_{CB}}{kT}\right) - 1\right] \tag{5.68}$$

și se constată imediat că

$$a_{21} = a_{12}, \tag{5.69}$$

relație care va fi folosită ulterior.

5.3.4. Modularea grosimii bazei (efectul Early)

Relațiile (5.67) și (5.68) par să evidențieze o dependență exponențială a curenților de tensiunile aplicate pe joncțiuni. Acest lucru nu este riguros adevărat deoarece coeficienții a_{ij} $(i, j = 1,2)$ depind (este adevărat, mai slab) de tensiune prin intermediul lărgimii regiunilor de sarcină spațială.

Ne vom referi mai departe la figura 5.13, unde (preluînd rezultatele de la joncțiunea pn):

$$l_E = \sqrt{\frac{2\varepsilon(\Phi_{BO,E} - v_{EB})(N_A^{(E)} + N_D)}{qN_A^{(E)}N_D}}, \quad \Phi_{BO,E} = \frac{kT}{q}\ln\frac{N_A^{(E)}N_D}{n_i^2}; \tag{5.70}$$

$$l_C = \sqrt{\frac{2\varepsilon(\Phi_{BO,C} - v_{CB})(N_A^{(C)} + N_D)}{qN_A^{(C)}N_D}}, \quad \Phi_{BO,C} = \frac{kT}{q}\ln\frac{N_A^{(C)}N_D}{n_i^2}. \tag{5.71}$$

Noi am am preferat (fig. 5.10) să alegem origina la limita bazei neutre, pentru a scrie mai comod distribuția la minoritari în bază. De fapt baza neutră se găsește la distanța $l_{n,E}$ de joncțiunea metalurgică emitor-bază, iar

$$\frac{l_{n,E}}{l_{p,E}} = \frac{N_A^{(E)}}{N_D} \gg 1, \tag{5.72}$$

$$l_E = l_{n,E} + l_{p,E} \gg l_{p,E}$$

(v. rel. 3.15).

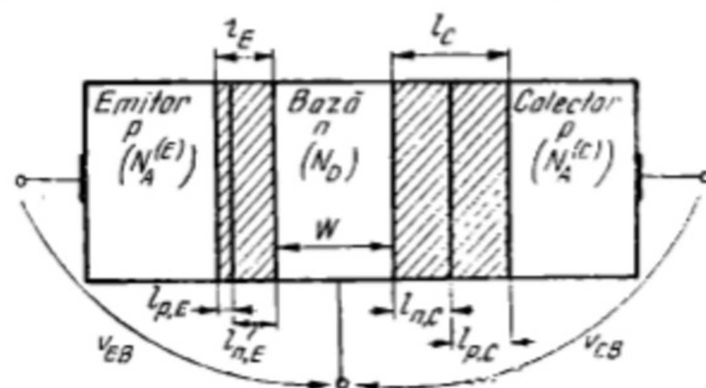


Fig. 5.13

Similar, extremitatea din dreapta a bazei neutre se găsește la distanța $l_{n,C}$ de joncțiunea colectorului:

$$\frac{l_{n,C}}{l_{p,C}} = \frac{N_A^{(C)}}{N_D}, \quad l_{n,C} = l_C \frac{N_A^{(C)}}{N_A^{(C)} + N_D} = \sqrt{\frac{2\varepsilon(\Phi_{BO,C} - v_{CB})N_A^{(C)}}{qN_D(N_A^{(C)} + N_D)}}. \quad (5.73)$$

Coeficienții a_{ij} depind de W, grosimea bazei neutre:

$$W = l - l_{n,E} - l_{n,C} = W(v_{BE}, v_{CB}). \quad (8.74)$$

Variația grosimii bazei neutre cu tensiunile aplicate pe joncțiuni se numește **modularea grosimii bazei (efect Early).**

Să considerăm tranzistorul polarizat normal, cu emitorul deschis, $v_{BE} \gg kT/q$ (și $v_{EB} \cong const.$ într-o plajă largă de curenți) și $v_{CB} < 0$ și mare în valoare absolută (volți sau zeci de volți). În aceste condiții $W = W(v_{CB})$, deoarece dependența de v_{EB} este foarte slabă*. Ca urmare, modulația grosimii bazei constă de fapt în micșorarea grosimii bazei neutre (grosime „efectivă" a bazei) la creșterea modulului tensiunii de colector.

Efectul Early poate deveni important în anumite situații. Să observăm de pildă că factorul de amplificare în curent β_F crește cu scăderea lui W (relația 5.51), deci crește cu creșterea mărimii tensiunii de colector, $|v_{CB}|$. De aici și curentul de colector $i_C \cong \beta_F i_B$ crește cu $|v_{CB}|$ la $i_B = const.$

5.3.5. Efectul generării și recombinării în regiunea de trecere la nivele mici de injecție

Să considerăm un tranzistor polarizat normal. În regiunea de sarcină spațială a emitorului va exista un exces de sarcină în raport cu situația de la echilibru termic, iar curentul de emitor va avea o componentă suplimentară $i_{rec,E}$ datorită recombinării în această regiune**. Această componentă crește cu v_{EB} după legea

$$i_{rec,E} = \frac{1}{2} \cdot \frac{qn_i}{\tau_0} l_E A_J \exp\frac{qv_{EB}}{2kT}, \quad v_{EB} \gg \frac{2kT}{q}, \quad (5.75)$$

unde τ_0 este un fel de timp de viață echivalent (paragraful 3.3.2).
Curentul de emitor are trei componente

$$i_E = i_{E,p} + i_{E,n} + i_{rec,E}, \quad (5.76)$$

dintre care numai

$$i_{E,p} \cong \frac{qD_p n_i^2}{WN_D} A_J \exp\frac{qv_{EB}}{kT}, \quad (5.77)$$

---

* Cu aproximație $W \cong l - l_{n,C} \cong l - const \times \sqrt{|v_{CB}|}$.

** Va exista și o componentă suplimentară a curentului de colector datorită generării în regiunea de trecere a colectorului, unde există un deficit de sarcină mobilă față de echilibrul termic.

adică numai curentul de goluri care difuzează în bază reprezintă o componentă utilă pentru efectul de tranzistor. Atît $i_{rec,E}$ cît şi curentul de difuzie al electronilor la emitor

$$i_{E,n} \cong \frac{qD_{n,E}n_i^2}{L_{n,E}N_A^{(E)}} A_J \exp\left(\frac{qv_{EB}}{kT}\right) \tag{5.78}$$

deteriorează eficienţa emitorului. Aceasta este

$$\gamma_E = \frac{i_{E,p}}{i_{E,p}+i_{E,n}+i_{rec,E}} =$$

$$= \frac{1}{1+\frac{N_DW}{D_p}\left[\frac{D_{n,E}}{N_A^{(E)}L_{n,E}}+\frac{l_E}{2\tau_0 n_i \exp\left(\frac{qv_{EB}}{2kT}\right)}\right]}. \tag{5.79}$$

Rezultatul nou şi interesant constă în *dependenţa de polarizare a eficienţei emitorului*. Dependenţa de v_{CB} prin W (efect Early) este relativ slabă în comparaţie cu dependenţa de $\exp\left(\frac{qv_{EB}}{kT}\right)$. *Eficienţa va creşte cu curentul principal prin tranzistor* (la $i_C \cong i_E$). Altfel spus, la curenţi mici (nivel mic de injecţie) acolo unde curentul de recombinare $i_{rec,E}$ are o pondere importantă, eficienţa emitorului este redusă considerabil.

Este importantă şi prezenţa factorului n_i în relaţia (5.79). În condiţii similare, *efectul recombinării în regiunea de trecere va fi mai important pentru n_i mai mic.* Fenomenul va fi mai pregnant *în siliciu* decît în germaniu şi/sau la *temperaturi mai coborîte*.

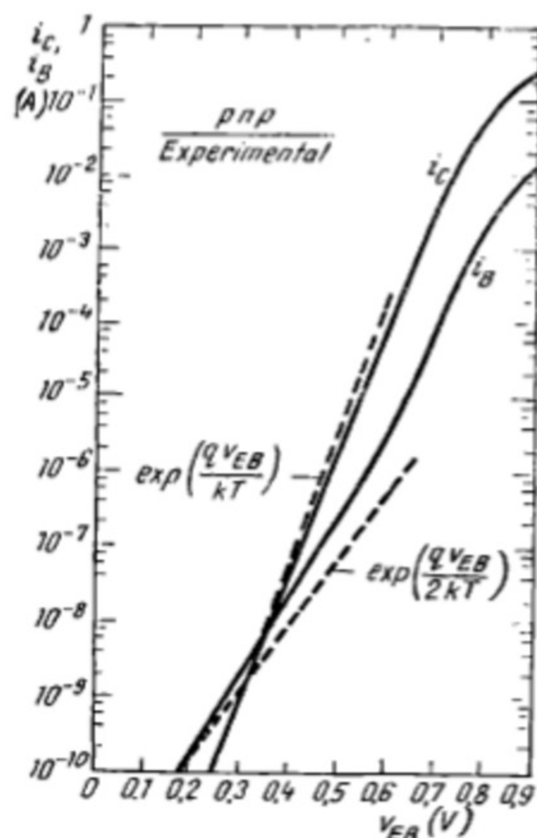


Fig. 5.14

În context sînt interesante rezultatele experimentale reproduse în figura 5.14. Se reprezintă variaţia cu v_{EB} a lui i_B şi i_C pentru un tranzistor *pnp* (la $v_{CB} = 0$).

Un prim rezultant important este dependenţa $i_C = const \times \exp\left(\frac{qv_{EB}}{kT}\right)$ pe mai mult de opt decade de variaţie a curentului. Această concordanţă cu teoria verifică implicit şi condiţia la limită (concentraţia purtătorilor injectaţi). Dependenţa de tensiune a lui i_B este mai slabă $\left(i_B = const \times \frac{qv_{EB}}{mkT}\right.$, unde $m \cong 1{,}7$ pentru zona curenţilor mici$\left.\right)$. Aceasta indică ponderea importantă a curentului $i_{rec,E}$ în componenţa curentului de bază.

Desigur, scăderea lui γ_E la curenţi mici afectează substanţial şi valoarea lui $\beta_F \cong i_C/i_B$. Dependenţa lui β_F de curent este reprezentată în figura 5.15 pentru acelaşi tranzistor *pnp*.

5.3.6. Scăderea eficienței emitorului la nivele mari de injecție

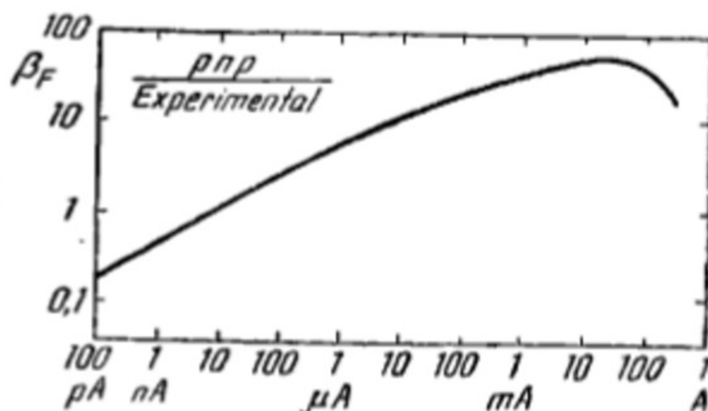


Fig. 5.15

Figurile 5.14 și 5.15 indică un curent i_C, respectiv un β_F anormal de mic în zona tensiunilor (curenților) mari (distanța dintre curbe este proporțională cu ln β_F). Este vorba de un efect la nivele mari de injecție care va fi comentat pe scurt în cele ce urmează.

La nivele de injecție mai mari, eficiența emitorului scade deoarece crește ponderea curentului de electroni în curentul total de emitor. Într-adevăr, deoarece joncțiunea este nesimetrică, concentrația de purtători minoritari la marginea regiunii de trecere a joncțiunii emitorului ajunge mult mai repede comparabilă cu cea a purtătorilor majoritari *în bază* decît în emitor. Ca urmare, concentrația de electroni majoritari în bază trebuie să crească pentru a asigura neutralitatea acestei regiuni. Curentul de electroni astfel majorat se închide, desigur, prin joncțiunea emitorului, ceea ce explică scăderea lui γ_E și a lui β_F.

○ **Notă.** Recombinarea pe suprafață poate duce în mod similar la degradarea eficienței (a se vedea și paragraful 3.3.3).

O altă restricție a modelului teoretic este legată (așa cum s-a menționat în paragraful 5.3.1) de *profilul de impurități*. Efectul dopării neuniforme a bazei este discutat în Anexa 5.1.

5.4. MODELUL EBERS-MOLL

Vom prezenta în continuare două variante ale modelului de semnal mare, denumit „model Ebers-Moll".

5.4.1. Model cu generatoare de curent controlate de curenții la borne

Curentul de colector poate fi scris (fig. 5.16, *a*)

$$i_C = \alpha_F i_E - I_{CBO}\left[\exp\left(\frac{qv_{CB}}{kT}\right) - 1\right], \tag{5.80}$$

unde primul termen din membrul al doilea reprezintă curentul injectat de emitor la joncțiunea colectorului, iar al doilea — curentul propriu al joncțiunii colectorului. Parametrul α_F este *factorul de amplificare în curent direct* (i_E = curent de intrare, i_C = curent de ieșire) cu ieșirea în scurtcircuit ($v_{CB} = 0$, colectorul scurtcircuitat la bază, electrodul comun). I_{CBO} este curentul rezidual (de saturație) al joncțiunii colectorului, măsurat cu emitorul în gol.

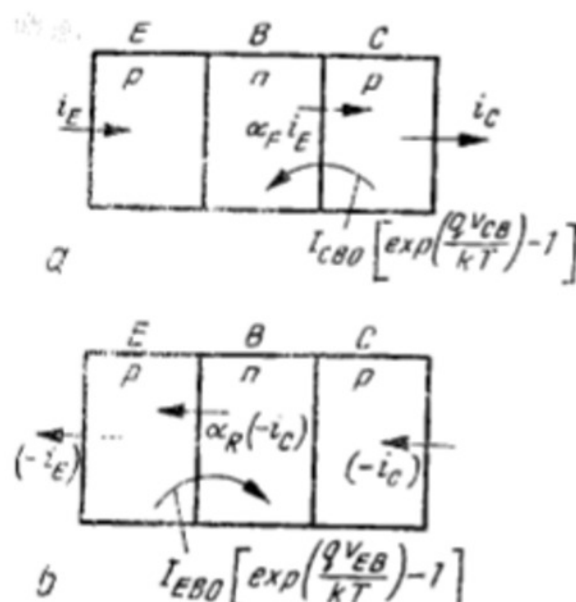


Fig. 5.16

O relație similară poate fi scrisă făcînd bilanțul curenților la joncțiunea emitorului. Astfel (fig. 5.16, *b*):

$$-i_E = \alpha_R(-i_C) - I_{EBO}\left[\exp\left(\frac{qv_{EB}}{kT}\right) - 1\right] \tag{5.81}$$

sau

$$i_E = \alpha_R i_C + I_{EBO}\left[\exp\left(\frac{qv_{EB}}{kT}\right) - 1\right], \tag{5.82}$$

unde α_R este un *factor de amplificare în curent invers* (intrare pe colector, ieșire pe emitor) cu emitorul scurtcircuitat la bază, iar I_{EBO} este curentul de saturație al joncțiunii emitor-bază, determinat cu colectorul în gol.

Figura 5.17 reprezintă un circuit echivalent al tranzistorului care corespunde ecuațiilor (5.80) și (5.82). El cuprinde generatoare de curent comandate de curenții la bornele dispozitivului.

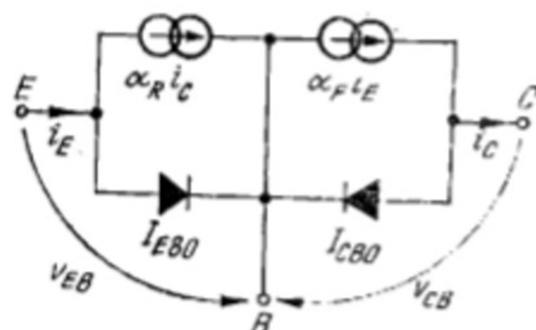


Fig. 5.17

5.4.2. Model cu generatoare de curent comandate de curenții prin diode

Rezolvînd sistemul format de ecuațiile (5.80) și (5.82) în raport cu i_E și i_C, găsim *ecuațiile Ebers-Moll*:

$$i_E = I_{ES}\left[\exp\left(\frac{qv_{EB}}{kT}\right) - 1\right] - \alpha_R I_{CS}\left[\exp\left(\frac{qv_{CB}}{kT}\right) - 1\right]; \tag{5.83}$$

$$i_C = \alpha_F I_{ES}\left[\exp\left(\frac{qv_{EB}}{kT}\right) - 1\right] - I_{CS}\left[\exp\left(\frac{qv_{CB}}{kT}\right) - 1\right], \tag{5.84}$$

unde am notat

$$I_{ES} = \frac{I_{EBO}}{1 - \alpha_F\alpha_R}, \quad I_{CS} = \frac{I_{CBO}}{1 - \alpha_F\alpha_R}. \tag{5.85}$$

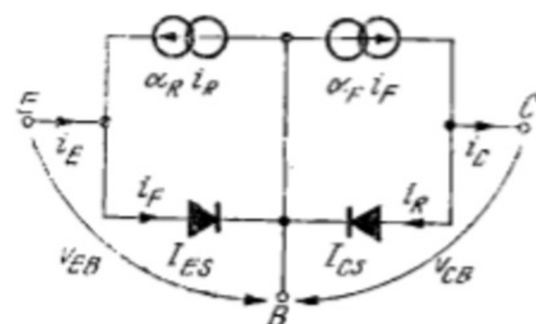


Fig. 5.18

I_{ES} este curentul de saturație al diodei emitor-bază măsurat cu colectorul scurtcircuitat la bază. I_{CS} este curentul de saturație al diodei colector-bază determinat cu emitorul scurtcircuitat la bază.

Circuitul echivalent corespunzător ecuațiilor (5.83) și (5.84) apare în figura 5.18.

Remarcăm faptul că relațiile (5.83) și (5.84) sînt exact de forma (5.67) (5.68). Prin comparare rezultă parametrii I_{ES}, I_{CS}, α_F, α_R în funcție de parametrii constructivi și de material. Utilizînd relația (5.69) găsim

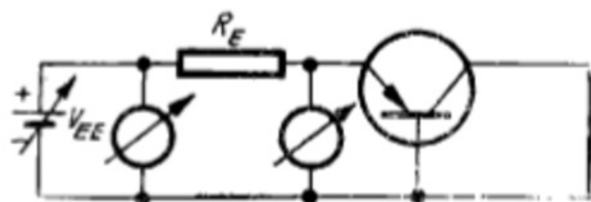


Fig. 5.19

$$\alpha_F I_{ES} = \alpha_R I_{CS}, \qquad (5.86)$$

deci cei patru parametri nu sînt independenți.

Acești patru parametri nu sînt mărimi constante. De exemplu, s-a arătat mai sus efectul tensiunii de colector (efectul Early) și respectiv al curentului (efectul recombinării în regiunea de trecere a emitorului) asupra lui α_F.

Totuși pentru simplitate nu se va explicita dependența parametrilor α_F, α_R, I_{ES}, I_{CS} de condițiile de lucru. Ecuațiile (5.83) și (5.84) se vor folosi însă cu precauții, așa cum se arată mai jos.

5.4.3. Determinarea experimentală a parametrilor

● Curentul I_{ES} poate fi determinat cu schema din figura 5.19. Circuitul echivalent din figura 5.18, *b* pune în evidență faptul că se măsoară caracteristica diodei emitor-bază cu colectorul scurtcircuitat la bază. Dioda are ecuația

$$i_E = I_{ES}\left[\exp\left(\frac{qv_{EB}}{kT}\right) - 1\right]. \qquad (5.87)$$

Nu măsurăm pe I_{ES} ca pe un curent de saturație, deoarece joncțiunea *pn* polarizată invers este afectată de fenomene neluate în considerare la deducerea legii exponențiale. Se aplică $v_{EB} \gg \frac{kT}{q}$ și se verifică așezarea punctelor experimentale pe o dreaptă în planul lg $i_E - v_{EB}$ · I_{ES} se obține prin extrapolare la curenți mici. Reamintim faptul că apar deviații de la teorie la curenți mici (recombinarea în regiunea de trecere, în special la tranzistoarele cu siliciu) și la curenți mari (efecte la nivele mari de injecție).

● **Curentul** I_{CS} se poate determina similar.

● **Parametrul** α_F se determină ca factor de amplificare în curent la semnal mare:

$$\alpha_F = \frac{I_C - I_{CBO}}{I_E}\ ; \quad I_{CBO} = I_C\Big|_{I_E=0}, \qquad (5.88)$$

unde I_C și I_E se măsoară la o anumită tensiune v_{CB}. O determinare mai precisă se face astfel:

$$\alpha_F = \frac{\beta_F}{\beta_F + 1}, \ \beta_F = \frac{I_C - I_{CEO}}{I_B}, \quad I_{CEO} = I\Big|_{I_E=0}. \qquad (5.89)$$

● **Factorul de amplificare invers** α_R are valori mult diferite de unitate, de pildă $\alpha_R = 0{,}5 \ldots 0{,}9$ ($\beta_R = \alpha_R/(1 - \alpha_R) = 1 \ldots 9$). Această diferență între α_R și α_F reflectă particularitățile construcției tranzistorului. Dacă luăm de pildă *tranzistorul aliat cu Ge* din figura 5.7, remarcăm aria mult mai mare a colectorului, ceea ce permite colectarea majorității golurilor injectate de emitor. Atunci cînd polarizarea este inversată, factorul de

transport al golurilor prin bază este considerabil mai mic (o bună parte din golurile injectate de colector se recombină pe suprafață, fără a mai contribui la curentul de emitor). Un alt exemplu este furnizat de *tranzistorul planar epitaxial* din figura 5.8. Procesul de fabricație (difuzii succesive în stratul epitaxial care inversează de fiecare dată tipul de conductibilitate) conduce la un colector mai slab dopat cu impurități decît baza. De aici o eficiență redusă a colectorului (funcționînd ca emitor).

5.4.4. Efectul rezistenței distribuite a bazei

Modelul Ebers-Moll permite incorporarea unui efect fizic neglijat pînă acum. Este vorba de faptul că tensiunea aplicată din exterior pe joncțiuni nu cade în întregime pe regiunea de sarcină spațială, așa cum s-a presupus în modelul unidimensional. O cădere de tensiune are loc datorită curgerii transversale a curentului de bază (pe o direcție perpendiculară pe fluxul principal de purtători în tranzistor). Această rezistență poate avea valori importante (de pildă de 50—100 Ω), deoarece baza este rezistivă și subțire. Trebuie reținut caracterul *distribuit* al acestei rezistențe (distanțele parcurse de electronii injectați prin contactul bazei sînt diferite). Se consideră că această rezistență apare între borna exterioară a bazei (notată cu B) și un punct interior „mediu" fictiv, B'. Circuitul echivalent din figura 5.17, de pildă, se consideră valabil pentru „tranzistorul intern" (conectat între bornele E, B' și C), iar schema se completează cu *rezistența distribuită a bazei*, $r_{bb'}$, ca în figura 5.20. Între tensiunile interne $v_{EB'}$ și $v_{CB'}$ și cele aplicate din exterior există relațiile

$$v_{EB} = v_{EB'} + r_{bb'} i_B ; \qquad (5.90)$$

$$v_{CB} = v_{CB'} + r_{bb'} i_B , \qquad (5.91)$$

la care se adaugă ecuațiile tranzistorului intern (cu $v_{EB'}$ și $v_{CB'}$ în loc de v_{EB} și v_{CB}), precum și $i_E = i_B + i_C$.

5.4.5. Modelarea tranzistorului în diverse regiuni de lucru

Modelul Ebers-Moll este valabil pentru orice polaritate a tensiunilor aplicate din exterior. În cele ce urmează considerăm separat patru *regiuni de lucru* distincte, *care se deosebesc prin polaritatea tensiunilor aplicate din exterior*.

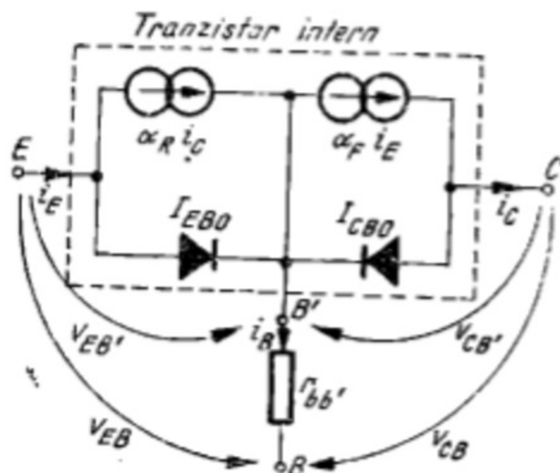


Fig. 5.20

Se mai vorbește și de *regiuni de lucru* făcînd referire la *anumite zone ale caracteristicilor statice* (a se vedea subcapitolul 5.5).

Pentru simplitate vom considera $r_{bb'} = 0$ (ne referim deci la tranzistorul intern).

● **Regimul de blocare (sau tăiere)** al unui tranzistor *pnp* este caracterizat de $v_{CB} < 0$, $v_{EB} < 0$ (ambele mari față de kT/q, în modul). Ne referim la modelul din figu-

ra 5.18, unde $i_R = -I_{CS}$ şi $i_F = -I_{ES}$. Folosind relaţia (5.86) se ajunge la circuitul echivalent simplificat din figura 5.21, *a*.

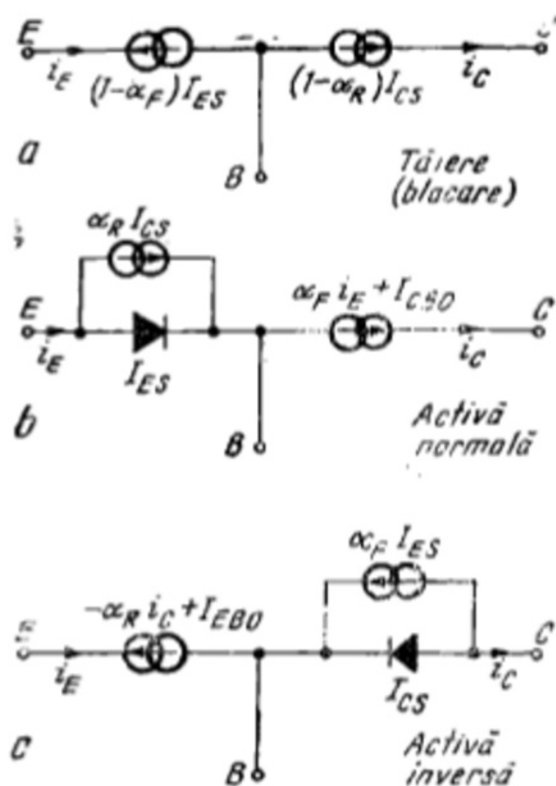


Fig. 5.21

○ De remarcat că

$$i_C = (1-\alpha_R)I_{CS} = \frac{1-\alpha_R}{1-\alpha_F\alpha_R} I_{CBO} \cong I_{CBO}, \quad (5.92)$$

deoarece $\alpha_F \lesssim 1$, în timp ce α_R diferă considerabil de unitate.

Pe de altă parte, în aceleaşi condiţii

$$i_E = (1-\alpha_F)I_{ES} = \frac{(1-\alpha_F)\alpha_F I_{CS}}{\alpha_R} = \frac{\alpha_F(1-\alpha_F)}{\alpha_R(1-\alpha_R)} i_C \cong \quad (5.93)$$

$$\cong (1-\alpha_F)\frac{i_C}{\alpha_R(1-\alpha_R)} \ll i_C.$$

(de exemplu, pentru $\alpha_F = 0{,}99$ şi $\alpha_R = 0{,}5$ curentul de emitor va fi $i_E = 0{,}04\ i_C \ll i_C$). *Ca urmare, situaţia din figura 5.21,a corespunde cu o aproximaţie destul de bună definiţiei care s-a dat anterior blocării* ($i_E = 0$ şi $i_C = I_{CBO}$). Trebuie totuşi să păstrăm o rezervă importantă asupra discuţiei de mai sus: factorii α nu sînt constanţi. De pildă α_F scade foarte mult la curenţi mici în tranzistoarele cu siliciu.

● **Regimul normal de lucru (regiunea activă normală)** este caracterizat de $v_{EB} > 0$ (joncţiunea emitor-bază deschisă) şi $v_{CB} < 0$ (joncţiunea colector-bază blocată). Admitem $|v_{CB}| \gg \frac{kT}{q}$. În figura 5.18,*b* dioda din dreapta este blocată şi are $i_R = -I_{CS}$. Curentul de colector este $i_C = -\alpha_F i_F + I_{CS} = \alpha_F(i_E - \alpha_R I_{CS}) + I_{CS} = \alpha_F i_E + I_{CS}(1-\alpha_F\alpha_R) = \alpha_F i_E + I_{CBO}$, de unde rezultă circuitul echivalent din figura 5.21 *b*. Dacă $v_{EB} \gg \frac{kT}{q}$, se poate neglija contribuţia generatorului de curent de la intrare la curentul de emitor. Tranzistorul cu colectorul blocat este modelat între emitor şi bază cu o diodă ideală care este caracterizată de curentul de saturaţie I_{ES}.

● **Regimul inversat de lucru (regiunea activă inversă)** este caracterizată de $v_{EB} < 0$ şi $v_{CB} > 0$ (tranzistor *pnp*). Se aplică raţionamente similare pentru a găsi circuitul echivalent din figura 5.21, *c*.

● **Regimul de saturaţie** apare la $v_{EB} > 0$ şi $v_{CB} < 0$. Nu sînt posibile simplificări ci trebuie lucrat cu modelul complet.

5.4.6. Modelul Ebers-Moll pentru un tranzistor *npn*

Trecînd de la un tranzistor *pnp* la unul *npn*, vom aplica tensiuni de polaritate opusă şi vom obţine curenţi de sens opus. Convenţia de semn pentru curenţi schimbă în mod automat sensul normal pozitiv atunci cînd

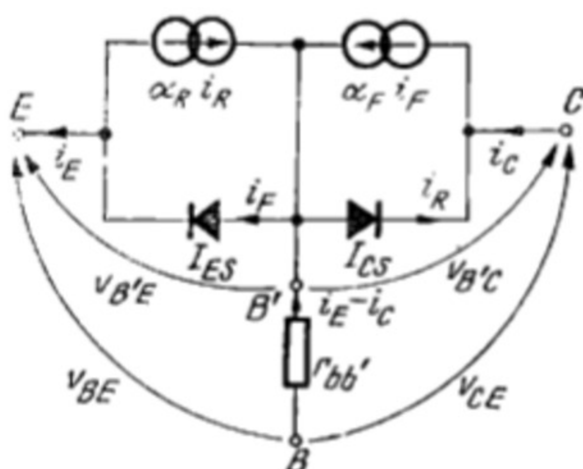


Fig. 5.22

se trece la tranzistorul *npn* (fig. 5.2). Pentru tensiuni vom ține seama că $v_{EB} = -v_{BE}$, $v_{CB} = -v_{BC}$. Ca urmare, modelul Ebers-Moll cu generatoare de curent comandate de curenții de la borne și rezistență distribuită a bazei arată ca în figura 5.22. Sînt valabile relațiile

$$i_E = I_{ES}\left[\exp\left(\frac{qv_{B'E}}{kT}\right) - 1\right] - \alpha_R I_{CS}\left[\exp\left(\frac{qv_{B'C}}{kT}\right) - 1\right]; \tag{5.94}$$

$$i_C = \alpha_F I_{ES}\left[\exp\left(\frac{qv_{B'E}}{kT}\right) - 1\right] - I_{CS}\left[\exp\left(\frac{qv_{B'C}}{kT}\right) - 1\right]; \tag{5.95}$$

$$v_{BE} = v_{B'E} + r_{bb'}(i_E - i_C); \tag{5.96}$$

$$v_{BC} = v_{B'C} + r_{bb'}(i_E - i_C). \tag{5.97}$$

5.5. CARACTERISTICILE STATICE ALE TRANZISTORULUI BIPOLAR

5.5.1. Caracteristicile statice în conexiunea bază comună (BC)

● Mărimile electrice care caracterizează tranzistorul în conexiunea bază comună (BC) sînt exact cele ce apar în ecuațiile Ebers-Moll (5.83) și (5.84). De exemplu, (5.83) poate fi interpretată ca o ecuație $i_E = i_E(v_{EB})$ pentru $v_{CB} = const$, care generează familia de **caracteristici de intrare.**

Caracteristica $v_{CB} = 0$ este o caracteristică de diodă

$$i_E = I_{ES}\left[\exp\left(\frac{qv_{EB}}{kT}\right) - 1\right],\ v_{CB} = 0. \tag{5.98}$$

Pentru $v_{CB} < 0$, $|v_{CB}| \gg \frac{kT}{q}$ (de pildă pentru $v_{CB} < 0{,}1$ V) găsim (a se vedea și figura 5.21, *b*)

$$i_E = I_{ES}\left[\exp\left(\frac{qv_{EB}}{kT}\right) - 1\right] + \alpha_R I_{CS} = I_{ES}\exp\left(\frac{qv_{EB}}{kT}\right) - I_{ES}(1 - \alpha_F) \tag{5.99}$$

și curba $i_E = i_E(v_{EB})$ nu mai depinde de v_{CB}, plasîndu-se puțin mai sus (la curenți puțin mai mari) decît caracteristica pentru $v_{CB} = 0$.

De fapt I_{ES} depinde de v_{CB} prin intermediul lui W (efectul Early). Într-adevăr, comparînd (5.65) cu (5.83), neglijind curentul de electroni al emitorului și admițînd $W \ll L_p$, putem scrie:

$$I_{ES} \cong \frac{qD_p p_{n0}}{W} A_J. \qquad (5.100)$$

Pentru $v_{EB} \gg kT/q$

$$i_E \cong I_{ES} \exp\left(\frac{qv_{EB}}{kT}\right) = \frac{qD_p p_{n0}}{W} A_J \exp\left(\frac{qv_{EB}}{kT}\right). \qquad (5.101)$$

Evident, dependența lui i_E de v_{CB} este mult mai slabă decît de v_{EB}.

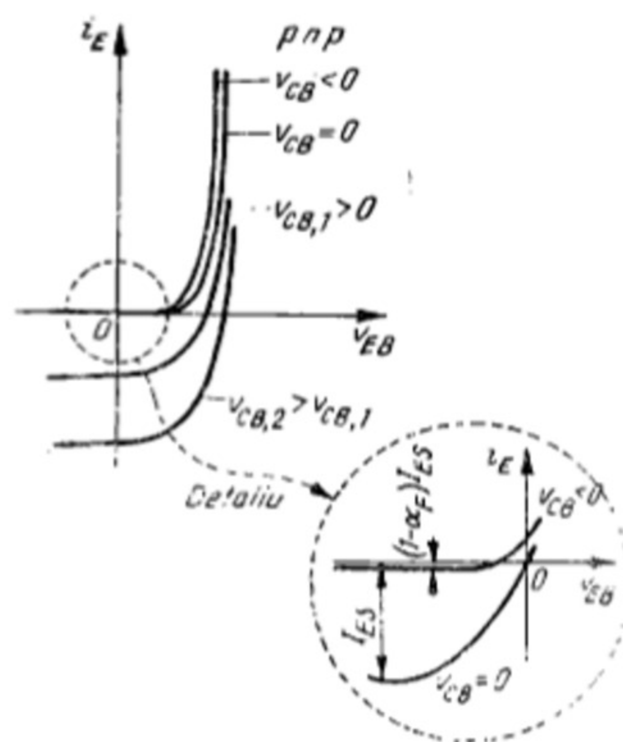


Fig. 5.23

Inversarea polarității tensiunii pe colector, adică $v_{CB} > 0$, determină o deplasare în jos a caracteristicii (fig. 5.23), conform relației

$$i_E = i_E|_{v_{CB}=0} - \alpha_R I_{CS}\left[\exp\left(\frac{qv_{CB}}{kT}\right) - 1\right] \qquad (5.102)$$

sau circuitului echivalent din figura 5.18 *b*. Inversarea semnalului curentului de emitor poate fi explicată prin faptul că joncțiunea colector-bază polarizată direct, injectează în emitor un curent de goluri care curg în sens opus lui $i_E > 0$. Vom insista puțin asupra acestei situații.

Pentru simplitate vom considera un tranzistor p^+np^+, adică un tranzistor care conduce în esență cu goluri, indiferent de polaritatea tensiunilor aplicate pe joncțiuni.

Vom presupune că **cel puțin una dintre joncțiuni este deschisă** și în bază există un exces de goluri minoritare. Dacă baza este suficient de subțire ($W \ll L_p$), atunci concentrația golurilor variază aproximativ liniar.

În figura 5.24,*b a* este ilustrată situația în care golurile difuzează de la emitor la colector și $i_E \cong i_C \cong qD_p p_n(0) A_J/W > 0$ (*funcționare normală*).

În figura 5.24 este ilustrată situația $i_E \cong i_C \cong -qD_p p_n(W) A_J/W < 0$ (*funcționare inversată*: colectorul injectează goluri în bază și emitorul le colectează).

Dacă ambele joncțiuni sînt deschise, distribuția golurilor minoritare în bază capătă o formă trapezoidală. Pentru $p_n(0) > p_n(W)$ (fig. 5.24, *c*) curentul net de goluri curge de la emitor la colector și are expresia

$$i_p(0) \cong i_p(W) = \frac{qD_p A_J}{W}[p_n(0) - p_n(W) < 0. \qquad (5.103)$$

El se obține prin superpoziția curentului injectat de emitor $\frac{qD_p A_J p_n(0)}{W}$ cu cel injectat de colector în sens opus $\frac{-qD_p A_J p_n(W)}{W}$. Figura 5.24, *d* arată cum se descompune sarcina

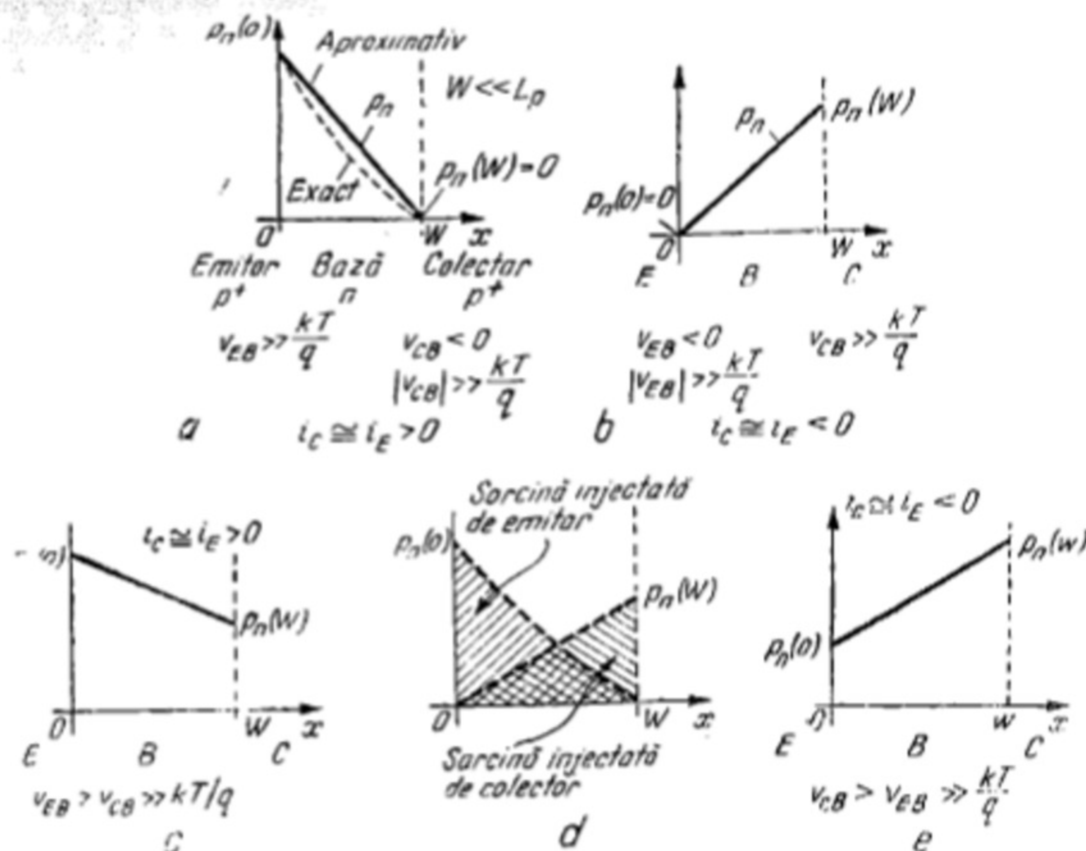


Fig. 5.24

totală de goluri injectate în bază în sarcină injectată de emitor şi sarcină injectată de colector*.

Pentru $p_n(0) < p_n(W)$ curentul de goluri se scurge de la colector la emitor (fig. 5.24, *e*) şi $i_C \cong i_E < 0$.

● O altă **caracteristică** este cea **de transfer.** Ea este dată de ecuaţia (5.84) care trebuie citită $i_C = i_C(v_{EB})$, pentru $v_{CB} = const$. În funcţionare normală ea diferă foarte puţin de caracteristica de intrare (5.101):

$$i_C \cong \alpha_F I_{ES}\left[\exp\left(\frac{qv_{EB}}{kT}\right) - 1\right] + I_{CS} = \alpha_F I_{ES} \exp\left(\frac{qv_{EB}}{kT}\right) + + I_{CS}(1 - \alpha_R) \cong \alpha_F I_{ES} \exp \frac{qv_{EB}}{kT}. \quad (5.104)$$

● **Caracteristicile de ieşire** pot fi reprezentate fie pentru $i_E = const$, fie pentru $v_{EB} = const$.

În cazul $i_E = const$ se foloseşte ecuaţia (5.80). Caracteristica $i_E = 0$ este

$$I_C = -I_{CBO}\left[\exp\left(\frac{qv_{CB}}{kT}\right) - 1\right] \quad (5.105)$$

şi va fi reprezenta în planul $(i_C, -v_{CB})$, aşa cum se arată în figura 5.25. Celelalte caracteristici, de pildă pentru $i_E = 1$ mA, 2 mA, 3 mA se obţin prin

* Proporţionalitatea între sarcina injectată şi curenţi stă la baza aşa-numitei *metode a sarcinii* de descriere a comportării tranzistorului (se va reveni).

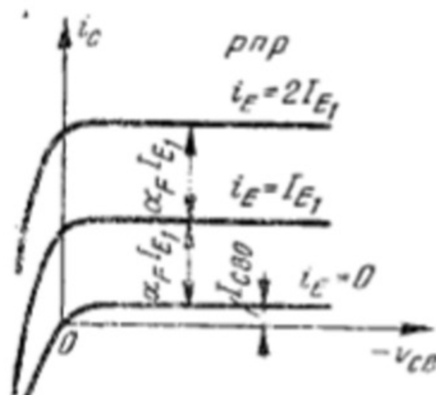


Fig. 5.25

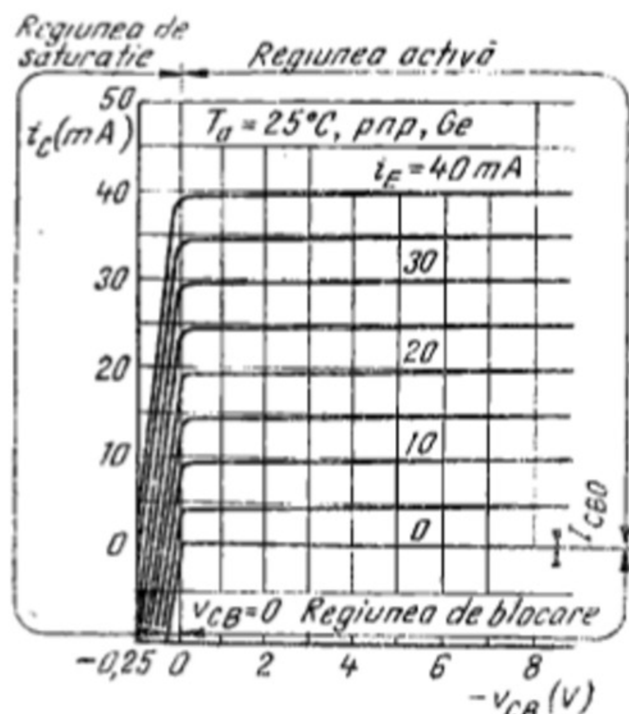


Fig. 5.26

translaţia curbei pe verticală pe distanţe egale (se presupune că α_F este independent de curent şi de tensiunea de colector). Abaterile de la teorie sînt destul de reduse, deoarece variaţia lui α_F este slabă.

Regiunea activă normală corespunde cu aproximaţie cadranului *I* în figura 5.25. Dacă definim *regiunea de saturaţie* pentru $v_{EB} > 0$, $v_{CB} > 0$, atunci aceasta va fi în stînga axei verticale şi a curbei $i_E = 0$. Sub curba $i_E = 0$ se găseşte *regiunea de tăiere*. Limita dintre regiunea activă şi cea de blocare este deci la $i_C = I_{CBO}$ (de regulă neglijabil faţă de curentul de lucru al tranzistorului). Această definiţie a blocării corepunde figurii 5.21, *a* (a se vedea şi formula (5.92)).

Figura 5.26 reprezintă caracteristici experimentale ale unui tranzistor *pnp* cu germaniu. Influenţa lui $v_{CB} < 0$ asupra caracteristicilor de ieşire (fig. 5.26) se explică prin efectul Early.

5.5.2. Caracteristicile statice în conexiunea emitor cumun (*EC*)

● Prin scăderea ecuaţiilor (5.83) şi (5.84) se obţine ecuaţia

$$i_B = i_E - i_C = (1-\alpha_F)I_{ES}\left[\exp\left(\frac{qv_{EB}}{kT}\right)-1\right] + (1-\alpha_R)I_{CS}\left[\exp\frac{q}{kT}(v_{CE}+v_{EB})-1\right], \tag{5.106}$$

care poate fi folosită pentru trasarea **caracteristicilor de intrare** $i_B = i_B(v_{EB})$ pentru $v_{CE} = const$. Caracteristica $v_{CE} = 0$ este de asemenea de tip diodă

$$i_B = [(1-\alpha_F)I_{ES} + (1-\alpha_R)I_{CS}]\left[\exp\left(\frac{qv_{EB}}{kT}\right)-1\right]. \tag{5.107}$$

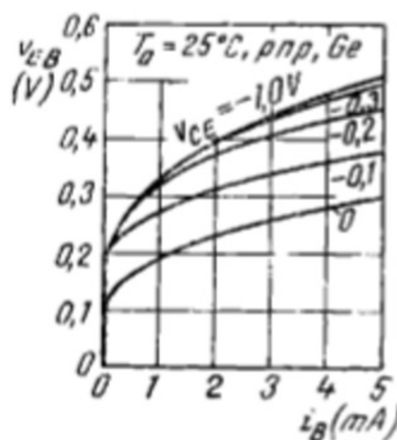


Fig. 5.27

Pentru v_{CE} suficient de negativ există o unică caracteristică de intrare $i_B = i_B(v_{EB})$. *Dacă* $v_{CE} > 0$, atunci i_B creşte (la acelaşi v_{EB}). Prezentăm aici date experimentale tot pentru un tranzistor *pnp* cu germaniu (fig. 5.27). Dependenţa de v_{CE} negativ este rezultatul modulării grosimii bazei (efect Early). O negativare mai puternică a colectorului îngustează baza efectivă şi micşorează curentul de recombinare, deci pe i_B. Caracteristicile unui tranzistor cu siliciu (a se vedea paragraful 5.6.2) depind mai slab de v_{CE}. Efectul Early mai slab la tranzistoarele planare cu siliciu (realizate prin dublă difuzie într-un strat expitaxial) poate fi explicat prin doparea neuniformă a bazei: concentraţia de impurităţi în bază creşte pe măsura apropierii de emitor şi extinderea stratului de sărăcire se face din ce în ce mai greu (Anexa 5.1)

● **Caracteristica de transfer** (fig. 5.2, *a*) $i_C = i_C\ (v_{EB})$ pentru $v_{CE} =$ $=$ *const* se obţine direct din relaţia (5.84):

$$i_C = \alpha_F I_{ES}\left[\exp\left(\frac{qv_{EB}}{kT}\right) - 1\right] - I_{CS}\left[\exp\frac{q}{kT}\left(v_{CE} + v_{EB}\right) - 1\right]. \quad (5.108)$$

Dacă v_{CE} este suficient de negativ şi $v_{EB} \gg kT/q$, atunci:

$$i_C \cong \alpha_F I_{ES} \exp\left(\frac{qv_{EB}}{kT}\right), \quad (5.109)$$

deci se reobţine caracteristica (5.144), ceea ce este de altfel perfect normal

○ **Notă.** *Forma exponenţială a caracteristicii de transfer* a tranzistorului (regiunea activă) trebuie reţinută deoarece ea este folosită ca atare în studiul comportării neliniare a tranzistoarelor în unele circuite electronice

● **Caracteristicile de ieşire** (fig. 5.28, *b*) cele mai folosite sînt $i_C = i_C$ $(-v_{CE})$ *pentru* $i_B =$ *const*. Înlocuind $i_E = i_C + i_B$ în relaţia (5.80) găsim

$$i_C = \frac{\alpha_F}{1-\alpha_F} i_B - \frac{I_{CBO}}{1-\alpha_F}\left[\exp\frac{q}{kT}(v_{CE} + v_{EB}) - 1\right] \quad (5.110)$$

sau

$$i_C = \beta_F i_B - (\beta_F + 1) I_{CBO}\left[\exp\frac{q}{kT}(v_{CE} + v_{EB}) - 1\right], \quad (5.111)$$

unde $\beta_F = \alpha_F/(1 - \alpha_F)$. Relaţia (5.111) conţine în plus faţă de funcţia căutată pe v_{EB}. Această mărime ar putea fi în principiu eliminată folosind o ecuaţie independentă de cele de mai sus (şi anume 5.82). Rezultatele ar fi însă dificil de interpretat. Profităm însă de faptul că în regiunea activă normală şi în saturaţie $v_{EB} \cong$ *const* > 0. De pildă, deoarece $-v_{CE} = -v_{CB} +$ $+ v_{EB}$, regiunea de saturaţie corespunzătoare variaţiei rapide a lui i_C se va deplasa spre dreapta şi se va situa la dreapta axei $v_{CE} = 0$ ($v_{CE} < 0$, $i_C > 0$, figura 5.28 *b*). Pentru $v_{CB} = v_{CE} + v_{EB} < 0{,}1$V ecuaţia (5.111) devine

$$i_C \cong \beta_F i_B + (\beta_F + 1)\ I_{CBO} = \beta_F I_B + I_{CEO}. \quad (5.112)$$

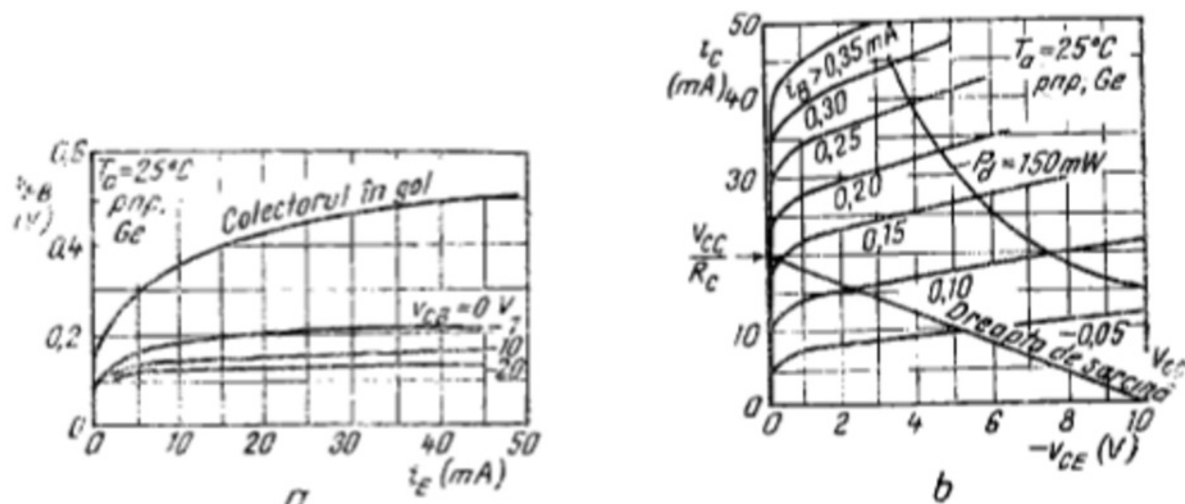


Fig. 5.28

Caracteristica $i_B = 0$ nu este limita regiunii de tăiere. Pentru a bloca tranzistorul este necesar să blocăm joncţiunea emitor-bază.

Curbele $i_B = const$ nu sînt orizontale în planul $i_C - v_{CE}$, aşa cum rezultă din relaţia (5.112), deoarece β_F depinde de W printr-o relaţie de tipul (5.51). Într-adevăr, în plaja de curenţi de lucru $v_{EB} \cong const$, deci $|v_{CE}|$ creşte înseamnă $|v_{CB}|$ creşte, W scade şi β_F creşte (deci i_C creşte cu $|v_{CE}|$ la $i_B = const$). Această înclinare a caracteristicilor este ilustrată de figura 5.28 *b* (tot tranzistor *pnp* cu germaniu).

O altă diferenţă care apare faţă de caracteristicile teoretice calculate cu ecuaţiile Ebers-Moll este modificarea distanţei dintre curbele $i_B = const$. Acest lucru se explică prin dependenţa lui β_F de curentul de lucru. De pildă, apropierea mai mare a curbelor în zona curenţilor mari poate fi explicată prin scăderea lui β_F cu creşterea nivelului de injecţie.

5.5.3. Polarizarea tranzistorului într-un punct dat de funcţionare, în regiunea activă normală

Dispersia parametrilor tranzistorului de la un exemplar la altul face ca să nu se poată pune bază pe caracteristicile acestuia (cele date în catalog trebuie considerate tipice). Situaţia este deosebit de dramatică pentru tranzistorul în conexiunea *EC*. Aici dispozitivul polarizat în regiunea activă normală poate fi caracterizat cu aproximaţie de parametrii v_{EB}, β_F şi I_{CBO} (paragraful 5.2.4). Dispersia lui v_{EB} este puţin importantă, ale lui I_{CBO} şi β_F sînt însă foarte mari. În circuitul elementar de polarizare din figura 5.12, punctul de funcţionare depinde puternic de valoarea lui β_F, valoare care este nesigură.

Punctul static de funcţionare se va găsi la intersecţia caracteristicii $i_B = I_B = const$, unde

$$I_B = \frac{V_{BB} - V_{EB}}{R_B}, \tag{5.113}$$

cu linia (5.46) (reprezentată şi pe figura 5.28) care se numeşte *dreaptă de sarcină statică*. Pentru alt β_F caracteristica $i_B = I_B = const$ are altă poziţie şi punctul static de funcţionare se schimbă.

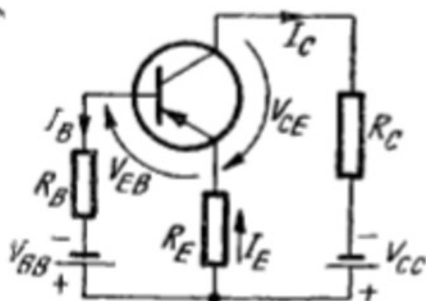


Fig. 5.29

Dacă presupunem dreapta de sarcină dată (V_{CC} şi R_C bine precizate), atunci fixarea (printr-o tehnică oarecare) a valorii curentului înseamnă „imobilizarea" punctului de funcţionare într-o poziţie bine determinată.

● **Circuit de polarizare cu rezistenţă în emitor.** În analiza care urmează vom presupune pentru simplitate că $I_{CBO} \cong 0$. Atunci $i_C \cong \beta_F i_B$ şi $i_E \cong (\beta_F + 1)\, i_B$. Vom considera schema din figura 5.29, care diferă de cea din figura 5.12 prin apariţia unei rezistenţe în emitor. Această rezistenţă introduce o *reacţie negativă* al cărei efect poate fi uşor înţeles astfel. O tendinţă de mărire a lui i_B prin mărirea lui β_F este parţial contracarată de creşterea căderii de tensiune pe rezistenţa R_E, deoarece scade tensiunea efectiv disponibilă pentru polarizarea bazei prin rezistenţa R_B. Aplicînd teorema a II-a a lui Kirchhoff pe ochiul care cuprinde joncţiunea emitor-bază, putem scrie

$$V_{BB} = V_{EB} + R_B I_B + R_E I_E = V_{EB} + [R_B + (\beta_F + 1)\, R_E]\, I_B \quad (5.114)$$

şi

$$I_C = \beta_F I_B = \frac{\beta_F (V_{BB} - V_{EB})}{R_B + (\beta_F + 1)\, R_E} \quad (5.115)$$

Să observăm aici că I_C, curentul de colector al tranzistorului presupus a funcţiona în regiunea activă normală, este independent de polarizarea colectorului. Acest lucru trebuie avut în vedere în analiza schemelor mai complicate: se face un calcul din aproape în aproape, plecînd—dacă este posibil—de la un ochi care conţine o singură joncţiune emitor-bază, de aici se află I_B sau I_E, iar I_C rezultă imediat.

Din punct de vedere matematic, i_C din (5.115) devine independent de β_F dacă $\beta_F \to \infty$. Practic, cu $\beta_F \gg 1$ obţinem $I_C \cong$ independent de β_F pentru

$$(\beta_F + 1)\; R_E \gg R_B. \quad (5.116)$$

Revenind la ecuaţia (5.114) constatăm că inegalitatea de mai sus revine în fond la neglijarea căderii de tensiune pe rezistenţa R_B. La limită, am putea pune $R_B = 0$ în circuitul din figura 5.29. De fapt în acest caz se fixează un curent de emitor constant

$$I_E = \frac{V_{BB} - V_{EB}}{R_E} \quad (5.117)$$

şi rezultă $I_C = \frac{\beta_F}{\beta_F + 1}\, I_E \cong$ *const*, independent de β_F. Dar această polarizare particulară ($R_B = 0$) nu convine deoarece semnalul care se aplică de obicei în bază faţă de punctul comun al celor două baterii ar fi scurtcircuitat de către bateria V_{BB}.

Schemele practice folosesc *o singură sursă de alimentare pentru polarizarea colectorului şi a bazei*. În varianta din figura 5.30 $V_{BB} = V_{CC}$. Dimensionarea rezistenţei R_B ne conduce la valori mari, care nu satisfac de regulă condiţia (5.116). O soluţie mai bună este schema *cu divizor pe bază* din fi-

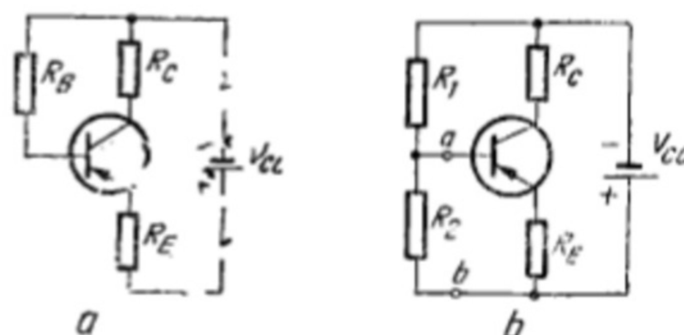


Fig. 5.30

gura 5.30, *b*. Aplicînd teorema Thévenin la stînga punctelor *a* şi *b* obţinem echivalarea cu figura 5.29, unde

$$V_{BB} = \frac{R_2 V_{CC}}{R_1 + R_2}\,; \quad R_B = \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2}\,. \tag{5.118}$$

Rezistenţele R_1, R_2 pot fi alese de valoare suficient de mică pentru ca R_B să satisfacă condiţia (5.116).

● În schemele electronice apar frecvent **generatoare de curent continuu folosite pentru polarizarea tranzistoarelor.** Ele sînt construite la rîndul lor cu unul sau mai multe dispozitive electronice.

O schemă simplă de generator de curent este cea de *tranzistor cu rezistenţă în emitor şi divizor de polarizare a bazei*, reprezentată în figura 5.31,*a*. Rezistenţele din bază pot fi alese mici şi atunci potenţialul bazei faţă de masă este practic constant şi egal cu V_{BB} (schema echivalentă în figura 5.31, *b*). Curentul generat de circuit (în colectorul tranzistorului) este atunci

$$I_0 = I_C \cong I_E = \frac{V_{BB} - V_{EB}}{R_E}\,. \tag{5.119}$$

Tranzistorul funcţionează normal dacă potenţialul colectorului faţă de masă, fie el V_0, nu scade sub V_{BB} (trebuie evitată intrarea tranzistorului în saturaţie). Desigur,

$$V_{0\,max} \cong R_E I_0 + (V_{CE})_{max} \tag{5.120}$$

este limitat de tensiunea maximă ce se poate aplica tranzistorului (a se vedea mai departe). Caracteristica aproximativă a sursei de curent este reprezentată în figura 5.31, *c*.

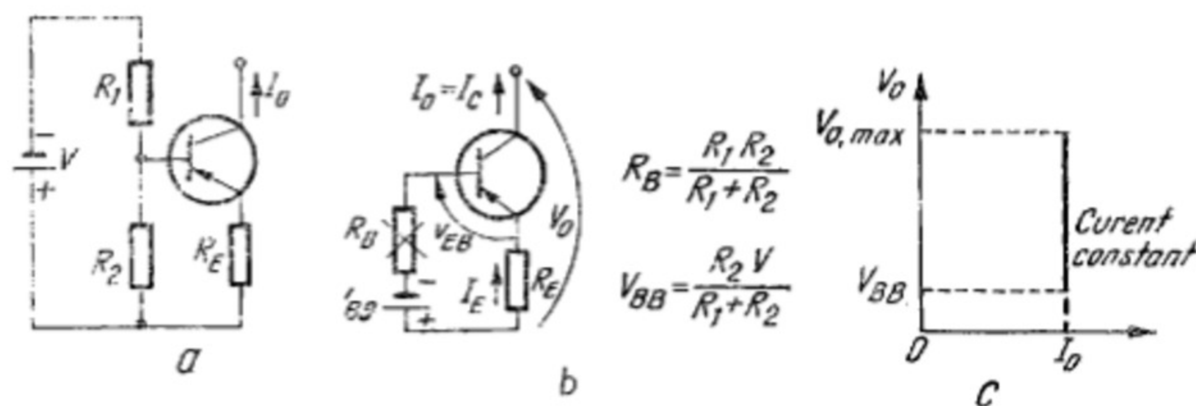


Fig. 5.31

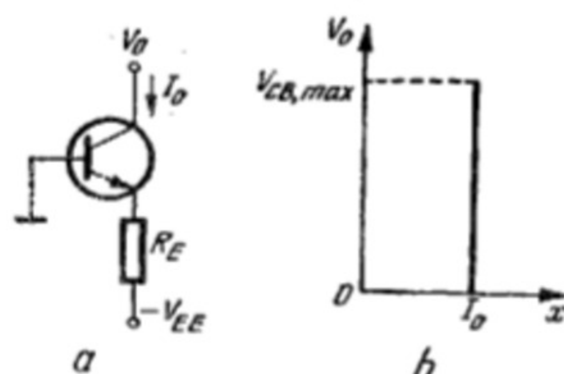


Fig. 5.32

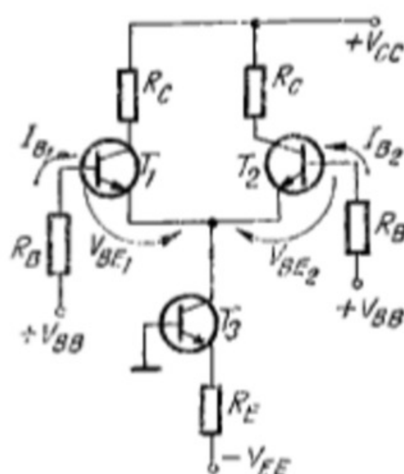


Fig. 5.33

O schemă simplă de generator de curent poate fi realizată dacă îi spunem de încă o sursă de tensiune, de polaritate diferită. În figura 5.32,*a* este reprezentată o sursă de curent avînd caracteristica „de ieşire" din figura 5.32,*b*. În figura 5.33 se arată cum este folosită pentru polarizarea unui circuit cu două tranzistoare care au emitorul comun (amplificator diferenţial, la care nu s-au reprezentat bornele de aplicare şi culegere a semnalului). Dacă tranzistoarele T_1 şi T_2 sînt perfect identice, atunci curentul dat de sursa realizată cu T_3 ar trebui să se distribuie egal între cele două tranzistoare chiar atunci cînd $R_B = 0$. Totuşi există mici diferenţe între caracteristici şi atunci $V_{BE1} = V_{BE2}$ ne poate duce la I_{C1} mult diferit de I_{C2} (ilustrare în figura 5.34), deci o distribuire inegală a curenţilor. Adăugînd însă rezistenţe R_B egale în cele două baze (fig. 5.33) rezultă

$$R_B I_{B1} + V_{BE1} = R_B I_{B2} + V_{BE2} \tag{5.121}$$

şi asigurăm $I_{B1} \cong I_{B2}$ astfel încît $I_{C1}/I_{C2} = \beta_{F1}/\beta_{F2}$.

○ **Notă.** Dacă cele două tranzistoare nu au fost alese cu un β_F suficient de apropiat, atunci se poate folosi un reglaj al uneia dintre rezistenţele de bază pentru a egala curenţii prin cele două tranzistoare.

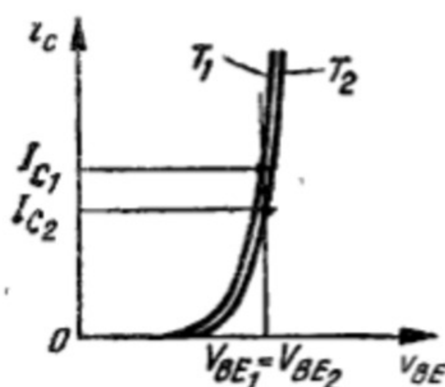


Fig. 5.34

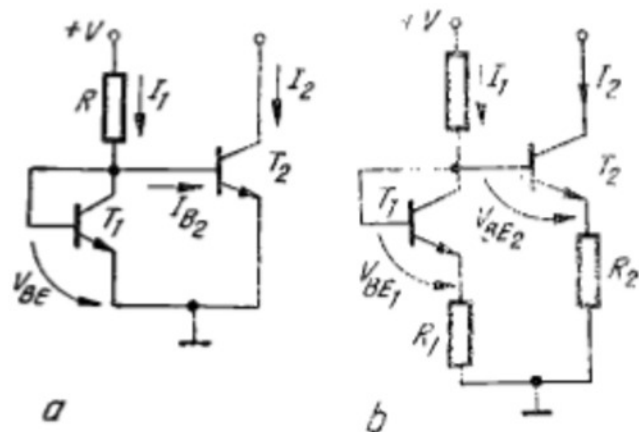


Fig. 5.35

* De regulă nu se folosesc baterii, ci surse electronice de tensiune stabilizată (tratate şi ele în această lucrare).

Generator de curent în circuitele integrate. Din fericire, în circuitele integrate tranzistoarele din aceeaşi schemă (care sînt „vecine" şi fizic, în cristalul semiconductor) pot fi realizate cu caracteristici foarte apropiate. „Împerecherea" tranzistoarelor se realizează astfel constructiv şi nu prin sortare. Proprietatea amintită se utilizează în sursa de curent din figura 5.35 *a*, unde T_1 este folosit ca diodă (colectorul scurtcircuitat la bază). Cele două joncţiuni bază-emitor sînt în paralel şi tranzistorul T_2 „copiază" curentul de emitor al lui T_1, care este aproximativ egal cu curentul I_1 prin rezistenţa R

$$I_1 = \frac{V - V_{BE}}{R} \cong \frac{V}{R} \tag{5.122}$$

şi în final $I_2 \cong I_{E2} = I_1 - I_{B2} \cong I_1 \cong V/R$. Schema din figura 5.35,*a* o înlocuieşte pe cea din figura 5.31,*a*.

O schemă mai evoluată de sursă de curent este cea din figura 5.31, *a*. Ea poate fi studiată riguros cu modelul Ebers-Moll şi circuitele echivalente corespunzătoare. O tratare simplificată este următoarea:

$$\begin{aligned} I_2 &\equiv I_{C2} \cong I_{E2} \cong I_{ES}\exp\left(\frac{qV_{BE2}}{kT}\right); \\ I_1 &\cong I_{E1} = I_{ES}\exp\left(\frac{qV_{BE1}}{kT}\right) \end{aligned} \tag{5.123}$$

şi

$$V_{BE1} - V_{BE2} = \frac{kT}{q}\ln\left(\frac{I_1}{I_2}\right). \tag{5.124}$$

Combinînd această relaţie cu

$$V_{BE1} + R_1 I_1 \cong V_{BE2} + R_2 I_2 \tag{5.125}$$

obţinem

$$\frac{I_2}{I_1} = \frac{R_1}{R_2} + \frac{1}{R_2 I_1}\cdot\frac{kT}{q}\ln\left(\frac{I_1}{I_2}\right) \tag{5.126}$$

şi pentru curenţi I_1 suficient de mari (de pildă, peste 1 mA) obţinem

$$I_2 \cong \frac{R_1}{R_2} I_1, \tag{5.127}$$

unde

$$I_1 = \frac{V - V_{BE1}}{R + R_1}. \tag{5.128}$$

○ **Particularizări.** 1) *Dacă este necesară o sursă de curent foarte mic,* atunci se poate lua $R_1 = 0$ în circuitul din figura 5.35 ,*b*.

Să remarcăm că $R_1 = R_2 = 0$ ne conduce la cazul particular al sursei din figura 5.31, *a* (unde $I_2 \cong I_1$).

2) *Pentru a obține* $I_2 = kI_1$, unde k este o constantă, este suficient să folosim tot schema din figura 5.35, *a* dar cu tranzistoare de arii diferite, A_1 și A_2. Atunci

$$I_2 = \frac{A_2}{A_1} I_1 = \frac{A_2}{A_1}\left(\frac{V - V_{BE}}{R}\right). \quad (5.129)$$

Discuția de mai sus reprezintă o bună ilustrare a utilizării caracteristicilor electrice ale tranzistorului bipolar și, implicit, o ilustrare a aplicării modelelor dezvoltate pentru acest dispozitiv.

5.5.4. Tranzistorul în scheme de comutație; limitări la tensiuni mici

O altă utilizare a tranzistorului este pe post de *comutator*. În circuitul din figura 5.36 el comută curentul prin rezistența R_C: dacă tranzistorul este blocat, nu curge un curent important; dacă tranzistorul este deschis, atunci prin R_C trece curentul de colector.

O primă problemă este aceea a *controlului stării tranzistorului* și implicit al lui i_C. Controlul se poate face prin v_{BE} sau i_B. Atunci cînd joncțiunea bază-emitor este deschisă, mijlocul cel mai eficace de control este cel în curent (i_B este limitat de o rezistență serie din circuit).

O a doua problemă este cea a *reproductibilității curentului* i_C. Acesta este $i_C \cong \beta_F i_B$ în regiunea activă normală, unde β_F este afectat de dispersie. Dar i_C este mult mai reproductibil (și are și valoarea maximă) dacă tranzistorul este saturat. Atunci

$$I_C = I_{C,\,sat} = \frac{V_{CC} - V_{CE,\,sat}}{R_C}. \quad (5.130)$$

Tranzistorul — comutator va lucra de regulă în următoarele două stări: fie în blocare (comutator deschis, nu curge curentul), fie în saturație (comutator închis). Așa cum se va arăta mai departe, funcționarea lui în regim de comutație nu este perfectă din următoarele motive:

— tranzistorul deschis are o cădere de tensiune la borne, $V_{CE,\,sat}$, și disipă putere;

— la curent de colector zero tensiunea pe dispozitiv nu este nulă;

— curentul zero la intrare nu anulează curentul principal prin dispozitiv.

Valoarea exactă a lui $V_{CE,\,sat}$ poate fi importantă (de pildă în circuitele integrate digitale, acolo unde V_{CE} poate comanda joncțiunea unui alt tranzistor). *Vom calcula mai departe valoarea lui* V_{CE} *cu ajutorul modelului Ebers-Moll.* De această dată vom exprima tensiunea în funcție de curenți, $V_{CE} = V_{CE}(I_B, I_C)$. Faptul că I_B și (atunci cînd tranzistorul este saturat) I_C sînt într-o primă aproximație determinați de circuit se înțelege cu referire la cele de mai sus.

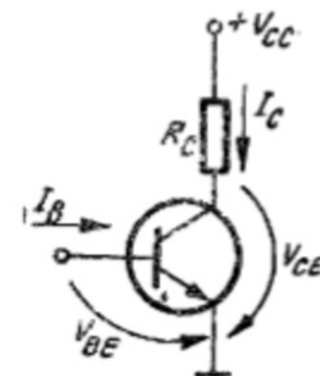


Fig. 5.36

Explicitînd tensiunile în funcție de curenți din relațiile (5.80) și (5.82), găsim (tranzistor *npn*)

$$V_{CE} = \frac{kT}{q} \ln\left|\frac{\alpha_F}{\alpha_R} \cdot \frac{I_B + (1 - \alpha_R)I_C + I_{EBO}}{\alpha_F I_B - (1 - \alpha_F)I_C + I_{CBO}}\right|. \quad (5.131)$$

Să presupunem că $I_C = \text{dat}$ şi I_B variază. Se verifică imediat că V_{CE} scade monoton cu creşterea lui I_B. Se găseşte

$$\lim_{I_B \to \infty} V_{CE} = \frac{kT}{q} \ln \frac{1}{\alpha_R} > 0. \quad (5.132)$$

Se constată apoi că expresia are sens numai pentru

$$I_C \leqslant \beta_F I_B + (\beta_F + 1) I_{CBO}, \quad (5.133)$$

cazul limită al egalităţii corespunzînd funcţionării în regiunea activă normală. Această situaţie se obţine pentru $V_{CE} \to \infty$ în relaţia (5.131) şi, într-adevăr, curentul i_C creşte *asimptotic* cu tensiunea pe caracteristica $i_B = I_B =$ *const*. Definind limita intrării în saturaţie (saturaţie incipientă) prin $v_{BC} = 0$, se poate scrie $I_C = \beta_F I_B$. Dacă $I_C = I_{C,\,sat}$ (facem abstracţie pentru moment că acesta depinde puţin de dispozitiv — vezi relaţia (5.130)), atunci curentul de bază necesar pentru a aduce tranzistorul la limita de saturaţie este*

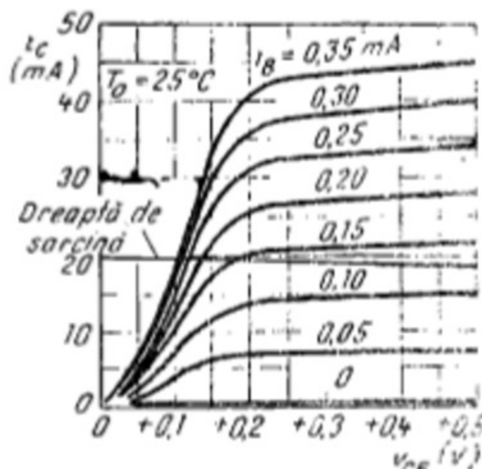


Fig. 5.37

$$I_{B,\,sat} = \frac{I_{C,\,sat}}{\beta_F}. \quad (5.134)$$

Vom obţine acum din relaţia (5.131) expresia lui $V_{CE,\,sat}$ neglijind curenţii reziduali (mici faţă de I_B şi I_C) şi presupunînd că $I_C = I_{C,\,sat}$ este dat de circuit. Avem

$$V_{CE,\,sat} = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{\dfrac{1}{\alpha_R} + \dfrac{\beta_F}{\beta_R} \cdot \dfrac{I_{B,\,sat}}{I_B}}{1 - \dfrac{I_{B,\,sat}}{I_B}} \right). \quad (5.135)$$

Figura 5.37 arată zona de la tensiuni mici a caracteristicilor statice şi modul cum scade tensiunea pe tranzistorul saturat cu creşterea curentului de comandă I_B. Se observă cum curentul de colector este fixat practic de dreapta de sarcină (deci de circuit).

O proprietate interesantă prezisă de teorie este aceea a concurenţei tuturor curbelor $i_B =$ *const*. în acelaşi punct al planului $i_C - v_{CE}$.

Punînd condiţia ca V_{CE} dat de relaţia (5.131) să fie independent de I_B, obţinem

$$\frac{1}{\alpha_F} = \frac{(1 - \alpha_R) I_C + I_{EBO}}{-(1 - \alpha_F) I_C + I_{CBO}}, \quad (5.136)$$

ceea ce duce la

$$I_C = \frac{1 - \alpha_R}{1 - \alpha_F \alpha_R} I_{CBO} = I_{C1} \quad (5.137)$$

---

* *Cîştigul de curent în curent continuu* $h_{FE} = I_C/I_B$ poate fi folosit în locul lui β_F pentru a aprecia dacă tranzistorul este sau nu saturat.

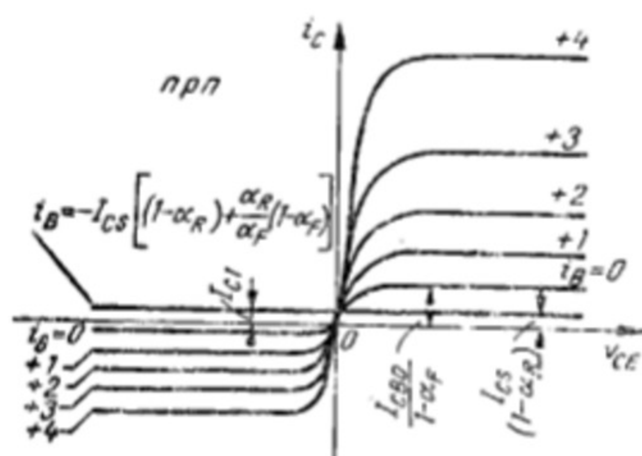


Fig. 5.38

și

$$V_{CE} = \frac{kT}{q}\ln\left(\frac{1}{\alpha_R}\right) = V_{CE1} > 0 \tag{5.138}$$

Punctul de concurență (I_{C1}, V_{CE1}) se află foarte aproape de axa orizontală deoarece I_{C1} este foarte mic. Tensiunea V_{CE1} se mai numește și *tensiune de decalaj* (*de offset*) deoarece caracteristicile $i_B = const.$ nu trec prin origină, ci printr-un punct deplasat cu V_{CE1} la dreapta. Figura 5.38 ilustrează aspectul caracteristicilor în jurul originii. În cadranul *III* apar caracteristicile corespunzătoare funcționării în regiunea activă inversă ($\alpha_R < \alpha_F$). Concordanța cu teoria este mai slabă pentru tranzistoarele cu siliciu, deoarece eficiența emitorului scade la curenți mici (factorul de amplificare nu mai poate fi considerat o constantă).

5.5.5. Tensiuni tipice pe joncțiunile tranzistorului

Figurile 5.39, *a* și *b* arată caracteristica de transfer $i_C = i_C(v_{BE})$ pentru tranzistorul *npn* cu germaniu, respectiv cu siliciu. Parcurgînd aceste curbe de la stînga la dreapta trecem succesiv prin blocare, funcționare normală, saturație. Valorile tipice ale tensiunii sînt indicate în tabelul 5.1.

● **Tensiunea de blocare** se deduce din ecuațiile Ebers-Moll considerînd $i_E = 0$ și $I_C = I_{CBO}$. Găsim

$$V_{BE} = \frac{kT}{q}\ln\left(1 - \alpha_R\frac{I_{CBO}}{I_{EBO}}\right) = \frac{kT}{q}\ln(1 - \alpha_F). \tag{5.139}$$

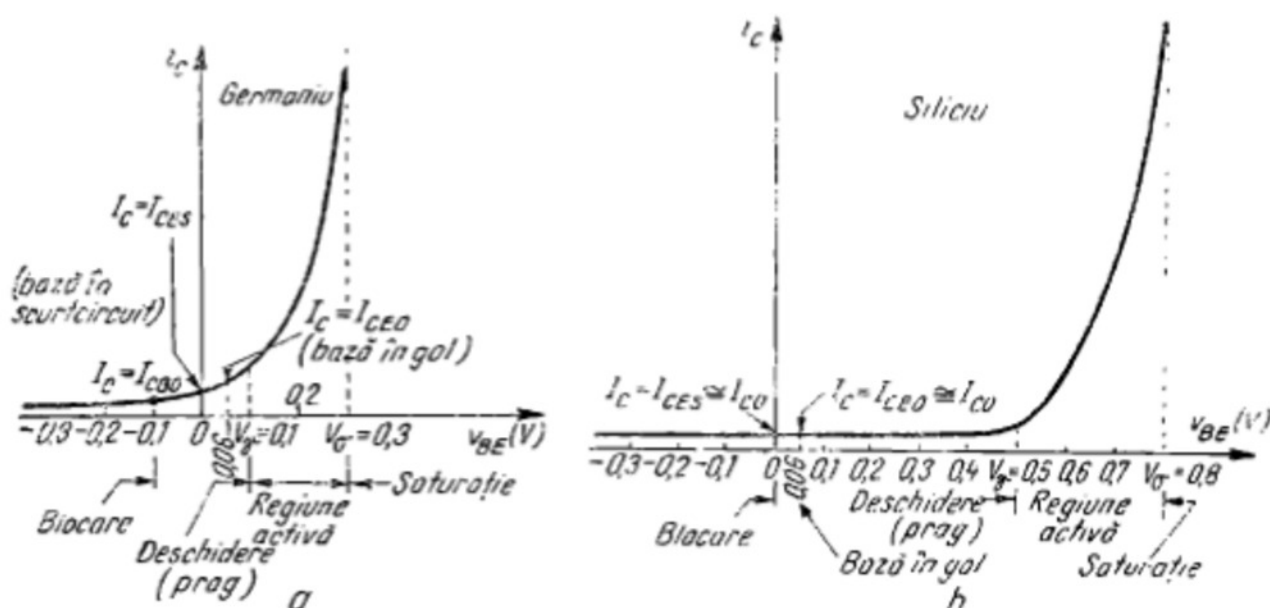


Fig. 5.39

Tabelul 5.1

Valori tipice ale tensiunilor pe joncțiunile tranzistorului *npn* (25°C)

Tensiuni (volți) / Tranzistoare	$V_{CE,\,sat}$	$V_{BE,\,sat} = V_\sigma$	V_{BE}, regiunea activă	V_{BE}, deschidere (V_γ)	V_{BE}, tăiere
Si	0,2	0,8	0,7	0,5	0,0
Ge	0,1	0,3	0,2	0,1	−0,1

○ **Notă**: pentru tranzistoarele *pnp* se schimbă semnul.

Luînd $kT/q = 0{,}026$ V (temperatura camerei) și $\alpha_F = 0{,}99$, găsim $V_{BE} = -120$ mV. Totuși în zona curenților foarte mici α_F are valori mai mici. Cu $\alpha_F = 0{,}9$ pentru un tranzistor cu germaniu găsim $V_{BE} = -60$ mV. Apreciind $\alpha_F \cong 0$ pentru siliciu (efect foarte pronunțat al generării in regiunea de sarcină spațială cu degradarea catastrofală a eficienței emitorului), găsim $V_{BE} \cong \frac{kT}{q} \ln 1 = 0$ V. Coborîrea tensiunii pe bază sub această valoare reduce și mai mult pe I_C, dar scăderea este neesențială.

Admitem blocarea „adîncă" a ambelor joncțiuni. Atunci este valabil circuitul echivalent din figura 5.21, *a* (transpus însă pentru tranzistor *npn*).

Pentru germaniu, considerînd $\alpha_F \cong 1$, rezultă $I_C \cong I_{CBO}$, $I_E \cong 0$. Cu $\alpha_F = 0{,}9$ și $\alpha_R = 0{,}5$, găsim $i_C = 0{,}91\ I_{CBO}$ și $i_E = -0{,}18\ I_{EBO}$. În cazul tranzistoarelor cu Si, apreciind $\alpha_F \cong 0$, $\alpha_R \cong 0$, găsim $I_C \cong I_{CBO}$, $I_E \cong -I_{EBO}$.

● Un alt punct important al caracteristicilor din figura 5.39 este $\mathbf{V_{BE} = 0}$ *(baza in scurtcircuit cu emitorul)*.

Pentru germaniu, cu $\alpha_F = 0{,}9$ și $\alpha_R = 0{,}5$ rezultă $i_C \cong 1{,}8\ I_{CBO}$ și $i_E = 0{,}91\ I_{CBO}$. Pentru siliciu, cu $\alpha_F \cong 0$, $\alpha_R \cong 0$ găsim $I_C \cong I_{CEO}$, $i_E \cong 0$ (sîntem la limita de blocare).

Cu *bază în gol* ($I_B = 0$), avem $I_E = I_C = I_{CEO} = (\beta_F + 1) I_{CBO} = I_{CBO}/(1 - \alpha_F)$,

$$V_{BE} = \frac{kT}{q} \ln\left[1 + \frac{\alpha_F(1 - \alpha_R)}{\alpha_R(1 - \alpha_F)}\right]. \tag{5.140}$$

Reluînd aceleași valori orientative ale parametrilor, găsim pentru germaniu ($\alpha_F = 0{,}9$; $\alpha_R = 0{,}5$) $V_{EB} = 60$ mV și pentru siliciu ($\alpha_F \cong 10\alpha_R$ și α_F, $\alpha_R \ll 1$) $V_{BE} \cong \frac{kT}{q} \ln 11 = +64$ mV. Deci *atunci cînd baza este în gol, joncțiunea bază-emitor este ușor polarizată direct.*

● **Tensiunea de deschidere** ($V_{BE} = V_\gamma$), denumită și *tensiune prag*, trebuie definită arbitrar; ea va corespunde unei fracțiuni date (de pildă 1%) din curentul de lucru sau din curentul maxim. Se poate calcula $V_{BE,\,sat} = V_\sigma$. Această tensiune este afectată de căderea de tensiune pe $r_{bb'}$. Desigur, $r_{bb'}$ nu are efect asupra lui $V_{CE,\,sat}$. Notăm faptul că tranzistoarele cu siliciu în construcție planar-epitaxială (fig. 5.8) au o *rezistență serie de colector*, r_{sc}, de valoare importantă. Căderea de tensiune suplimentară care rezultă (de exemplu 0,1 V pentru $r_{sc} = 5\Omega$ și $i_C = 20$ mA) trebuie adăugată la cea calculată cu formula (5.135).

5.5.6. Multiplicarea în avalanșă la joncțiunea colectorului

Caracteristicile electrice ale tranzistoarelor sînt afectate de fenomenul de multiplicare în avalanșă a purtătorilor de sarcină. Acest fenomen este provocat de cîmpul electric intens din regiunea de sarcină spațială. Tensiunile mari se aplică de regulă pe joncțiunea colectorului și aici apare multiplicarea.

Modelul fenomenului a fost prezentat în paragraful 3.3.5. Purtătorii injectați în regiunea de sarcină spațială creează perechi electron-gol (ionizare prin șoc), determinînd *multiplicarea* curentului inițial cu factorul

$$M = \frac{1}{1 - \left(\frac{|v_{CB}|}{V_a}\right)^n}, \qquad (5.141)$$

unde V_a este tensiunea de străpungere a joncțiunii colectorului ($M \to \infty$ pentru $|V_{CB}| \to V_a$), iar n este un coeficient determinat experimental.

● **Atunci cînd tranzistorul lucrează în conexiune bază comună,** curentul de colector pentru $i_E = const$ se multiplică de M ori

$$i_C = M(\alpha_F i_E + I_{CB0}), \qquad (5.142)$$

iar pentru $|v_{CB}| - V_a$ curentul i_C crește abrupt, fără o limită aparentă)fig. 5.40). Apare deci fenomenul de *străpungere* prin multiplicare în avalanșă la joncțiunea colectorului. *Tensiunea de străpungere este aceeași, independent de curentul de emitor injectat în tranzistor.*

Un detaliu al acestei comportări este important: este suficientă o mică creștere a lui M este valoarea 1 pentru ca i_C să depășească valoarea lui i_E și curentul de bază $i_B = i_E - i_C$ să devină negativ. Aceasta se petrece la tensiuni sensibil mai coborîte decît V_a (fig. 5.40). *Schimbarea semnului curentului de bază* se explică astfel. Golurile și electronii generați la joncțiunea colectorului prin fenomenul de multiplicare în avalanșă trebuie evacuați. Purtătorii de tipul celor majoritari în colector sînt împinși în regiunea colectorului și contribuie la i_C. Purtătorii de tip opus pătrund în bază și susțin recombinarea purtătorilor minoritari injectați de emitor astfel încît curentul de bază se reduce. Dacă M crește mult, atunci procesul de multiplicare produce mai mulți purtători majoritari în bază decît cei necesari pentru alimentarea recombinării (atît în bază, cît și în emitor), astfel încît surplusul trebuie evacuat prin contactul de bază și i_B își schimbă semnul ($i_B < 0$).

○ **Trebuie remarcat** *faptul că multiplicarea nu afectează decît joncțiunea colectorului* (i_E rămîne același).

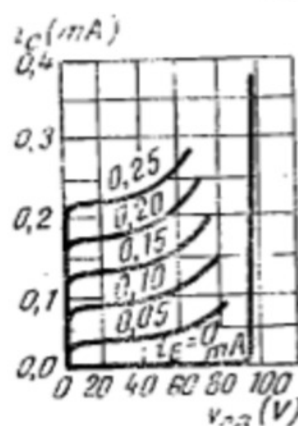


Fig. 5.40

● **Atunci cînd tranzistorul lucrează în conexiunea emitor comun.** cu $i_B = const$, fenomenele devin mai complicate. Deoarece $v_{CE} = v_{CB} + v_{BE} \cong v_{CB}$, rezultă $M \to \infty$ cu aproximație pentru $|v_{CE}| \to V_a$. Totuși, nu este necesar să se ajungă la străpungere ($M \to \infty$) pentru ca să se producă modificări mari ale caracteristicilor. Motivul este acela că forțînd menținerea la o valoare constantă a lui i_B nu mai permitem evacuarea purtătorilor majoritari în bază, purtători care provin din fenomenul de multiplicare. Cu alte cuvinte, atunci cînd $i_B = const$, creșterea lui i_C trebuie să se facă pe seama lui i_E. Dar creșterea lui i_E

duce la creşterea suplimentară a lui i_C şi numărul de purtători generaţi creşte, creşte i_E etc. În felul acesta se poate obţine o *creştere nelimitată a lui i_C la i_B = const, finit, fără ca să se producă de fapt străpungerea propriu-zisă ($M \to \infty$) la joncţiunea colectorului.*

O descriere matematică globală a fenomenelor se obţine înlocuind $i_E = i_B + i_C$ în ecuaţia (5.142) şi explicitînd pe i_C (i_B = *const*, dat):

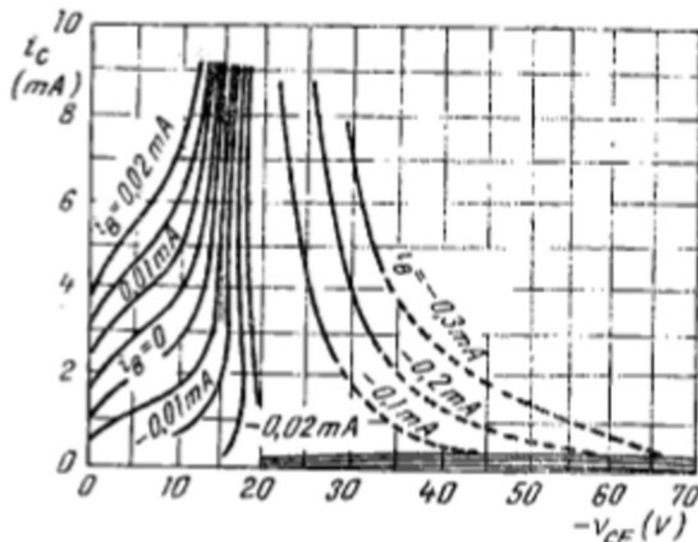


Fig. 5.41

$$i_C = \frac{M\alpha_F i_B}{1 - M\alpha_F} + \frac{MI_{CBO}}{1 - M\alpha_F}. \tag{5.143}$$

Se obţine $i_C \to \infty$ pentru $M\alpha_F = 1$ şi, folosind relaţia (5.141) cu $|v_{CE}| \cong |v_{CB}|$, obţinem tensiunea la care $i_C \to \infty$. Aceasta se numeşte *tensiune de susţinere* şi are expresia

$$|V_{CE}|_{susţinere} = V_s = V_a(1 - \alpha_F)^{1/n} = \frac{V_a}{(\beta_F + 1)^{1/n}}. \tag{5.144}$$

În practică se obţine $V_s = \left(\frac{1}{10} \cdots \frac{1}{3}\right)V_a$.

Figura 5.41 arată caracteristici experimentale $i_C = i_C(v_{CE})$ la i_B = *const* pentru un tranzistor *pnp* care are $V_a \cong 67$V. i_C creşte pronunţat cu v_{CE} deoarece este sensibil la cele mai mici creşteri ale factorului de multiplicare. Tensiunea V_s nu este riguros aceeaşi, deoarece α_F (şi β_F) variază cu curentul.

În zona în care β_F creşte cu curentul $i_E \cong i_C$, V_s va fi mai mic pentru curenţi i_B mai mari (fig. 5.41).

De fapt ecuaţia $M\alpha_F = 1$ care dă tensiunea de susţinere trebuie citită

$$M(v_{CE})\alpha_F(i_C, v_{CE}) = 1 \tag{5.145}$$

şi este ecuaţia unei *curbe* în planul i_C - v_{CE}. Această observaţie este deosebit de importantă pentru interpretarea curbelor i_B = *const* < 0 din figura 5.41. Atunci cînd fluxul de purtători la joncţiunea emitorului este foarte redus şi $i_B < 0$ (dat practic de curentul propriu joncţiunii colectorului), α_F are valori reduse sau foarte reduse (chiar $\alpha_F \cong 0$ pentru siliciu) astfel încît V_s tinde spre V_a. Este suficient ca procesul de multiplicare să crească sensibil curentul, pentru ca α_F să crească şi V_s să scadă. De aici ideea că ecuaţia (5.165) ar putea descrie o *regiune de rezistenţă* (conductanţă) *negativă* ca cea care apare în figura 5.47 ($di_C/dv_{CE} < 0$).

O regiune de rezistenţă negativă a unei caracteristici curent-tensiune poate fi folosită în principiu pentru a realiza un circuit cu memorie (bistabil) sau un generator de impulsuri. Din nefericire, funcţionarea în zona

menționată din figura 5.41 este neindicată, datorită posibilei distrugeri prin concentrarea locală a curentului și supraîncălzirea semiconductorului. Asupra acestor fenomene se va reveni. Să remarcăm totuși că avalanșa duce la tendința de aglomerare a curentului (deoarece curentul crește mai mult prin multiplicare acolo unde circulă purtători mai mulți, deci acolo unde curentul este deja mai mare). Zona centrală a colectorului (fig. 5.8) va concentra probabil un curent mai mare. Un detaliu important este că această concentrare este favorizată de $i_B = const =$ mic, eventual negativ. Fluxul major de purtători se scurge direct între emitor și colector. Ca urmare V_a din formula (5.144) corespunde străpungerii joncțiunii plane (la profilul dat de impurități).

○ **Observație.** Atunci cînd $i_E = const$ și curentul de avalanșă este preluat de i_B, „marginea" joncțiunii planare are un rol mult mai important și determină o tensiune de străpungere în conexiunea bază-comună mai mică decît cea corespunzătoare joncțiunii plane (efect „de colț" la joncțiunea planară, paragraful 3.3.5).

● În legătură cu **limitările în tensiune de care trebuie să se țină seama în utilizarea tranzistoarelor** menționăm următoarele:

— $V_{(BR)CBO}$ (*tensiunea de străpungere colector-bază cu emitorul în gol*) este de regulă tensiunea cea mai mare pe care o poate suporta tranzistorul;

— Există și *o tensiune de străpungere emitor-bază cu colectorul în gol*, $V_{(BR)EBO}$, mărime importantă atunci cînd tranzistorul este folosit ca un comutator și se blochează joncțiunea bază-emitor. Pentru tranzistoarele planare (fig. 5.8) $V_{(BR)EBO}$ este întotdeauna sensibil mai mic decît $V_{(BR)CBO}$ deoarece emitorul, baza și colectorul au succesiv dopări din ce în ce mai mici);

Pentru tranzistoarele din circuitele integrate liniare, de pildă, $V_{(BR)EBO} \cong 7V$.

— $V_{(BR)CE}$ este denumită în cataloage tot tensiune de străpungere* deși este vorba de fapt de *tensiunea de susținere* (5.164), a cărei valoare poate fi și depășită (fig. 5.47). Această tensiune are valori diferite în funcție de condițiile de măsurare. Există astfel $V_{(BR)CEO}$ definit cu baza în gol ($i_B = 0$), $V_{(BR)CER}$ cu o anumită rezistență R conectată între bază și emitor și la un i_C specificat etc.

○ **Reținem** *faptul important că tensiunea care se poate aplica pe colectorul unui tranzistor cu emitorul comun este de regulă substanțial mai mică decît* $V_{(BR)CBO}$.

Un fenomen asemănător străpungerii este *creșterea rapidă a curentului de colector datorită pătrunderii regiunii de sarcină spațială a colectorului pînă la emitor* (grosimea efectivă a bazei se anulează și cîmpul electric transportă purtători majoritari din emitor direct în colector). În tranzistoarele cu baza difuzată (Anexa 5.1) acest fenomen de regulă nu se produce înaintea străpungerii (la tensiuni mai mici), deoarece regiunea de sarcină spațială a colectorului avansează mai greu în apropierea emitorului, acolo unde doparea crește.

---

* Și tensiunea de străpungere colector-emitor este un parametru (important pentru utilizarea în circuit) care suferă de o *dispersie* considerabilă de la un exemplar la altul al unui anumit tip de tranzistor.

5.6. LIMITĂRI ÎN FUNCȚIONARE DATORITĂ VARIAȚIEI TEMPERATURII ȘI DISIPAȚIEI DE PUTERE

5.6.1. Limitări în temperatura de stocare și cea de funcționare

● **Temperatura minimă de stocare** este limitată la −50°C (sau −75°C). Variațiile prea mari de temperatură pot duce la distrugeri prin tensiunile mecanice provocate de contracția termică diferită a metalelor folosite și a semiconductorului.

Aceste „îmbinări" se realizează de regulă la temperaturi ridicate — de aceea ele impun o limitare numai la temperaturi joase.

● **Temperatura maximă de stocare** poate fi cuprinsă între circa 100°C pentru tranzistoarele cu germaniu și maximum 300°C pentru tranzistoarele cu siliciu. Limitarea este impusă fie de înmuierea sudurilor, fie de creșterea activității chimice a contaminanților (suprafața semiconductorului este vulnerabilă).

● **Temperatura de funcționare este limitată inferior** de necesitatea ionizării impurităților donoare sau acceptoare. Totuși temperatura minimă de funcționare nu poate scădea sub cea de stocare, din motive evidente.

● **Limitarea superioară a temperaturii de lucru** are loc la circa 100°C pentru germaniu și 200°C pentru siliciu. La temperaturi mai mari, datorită creșterii extraordinar de rapide a concentrației purtătorilor minoritari cu temperatura, semiconductorul se apropie de o comportare intrinsecă.

○ **Precizare.** Temperatura pe care o avem în vedere este aceea a regiunii active a semiconductorului, notată cu T_j *(temperatura joncțiunii)*. Dacă există o disipare internă de putere apreciabilă, atunci T_j depășește temperatura capsulei, T_c, și temperatura mediului ambiant, T_a. Într-o primă aproximație, temperatura regiunii active (în care au loc fenomenele electronice esențiale) este uniformă (zona cea mai fierbinte este joncțiunea colectorului, iar baza este foarte subțire). Modul de calcul al lui T_j în funcție de puterea disipată în dispozitiv va fi discutat mai departe.

5.6.2. Variația caracteristicilor electrice cu temperatura

● La începutul acestui capitol am văzut că **un tranzistor care funcționează în regiunea activă normală** poate fi caracterizat cu aproximație de parametrii v_{EB} (sau v_{BE}), β_F și I_{CBO}. Pentru variația lui v_{BE} și I_{CBO} cu temperatura vom prelua rezultatele cunoscute de la joncțiunea *pn*:

— v_{EB} va scădea cu temperatura cu o rată de 2 — 2,5 mV/°C (i_E = = *constant*);

— I_{CBO} crește cu temperatura după o lege exponențială, dificil de prezis teoretic, deoarece acesta are mai multe componente, unele greu de estimat (influențate de factori greu controlabili, cum ar fi starea suprafeței). Orientativ, I_{CBO} se dublează la fiecare creștere de temperatură de circa 10°C (ceva mai mare intervalul de temperatură pentru germaniu decît pentru siliciu). De reținut că pentru tranzistoarele cu siliciu lucrînd la temperaturi sub 100°C contribuția curentului rezidual este neglijabilă.

Atunci cînd nu este dată în catalog, variația lui β_F cu temperatura poate fi estimată cu o formulă empirică de tipul

$$\beta_F(T) = \beta_F(T_0)\left[1 + \frac{T - T_0}{K}\right], \tag{5.146}$$

unde $T_0 = 25°C$, $K = 100°C$ pentru tranzistoarele cu germaniu și $K = 50°C$ pentru tranzistoarele cu siliciu.

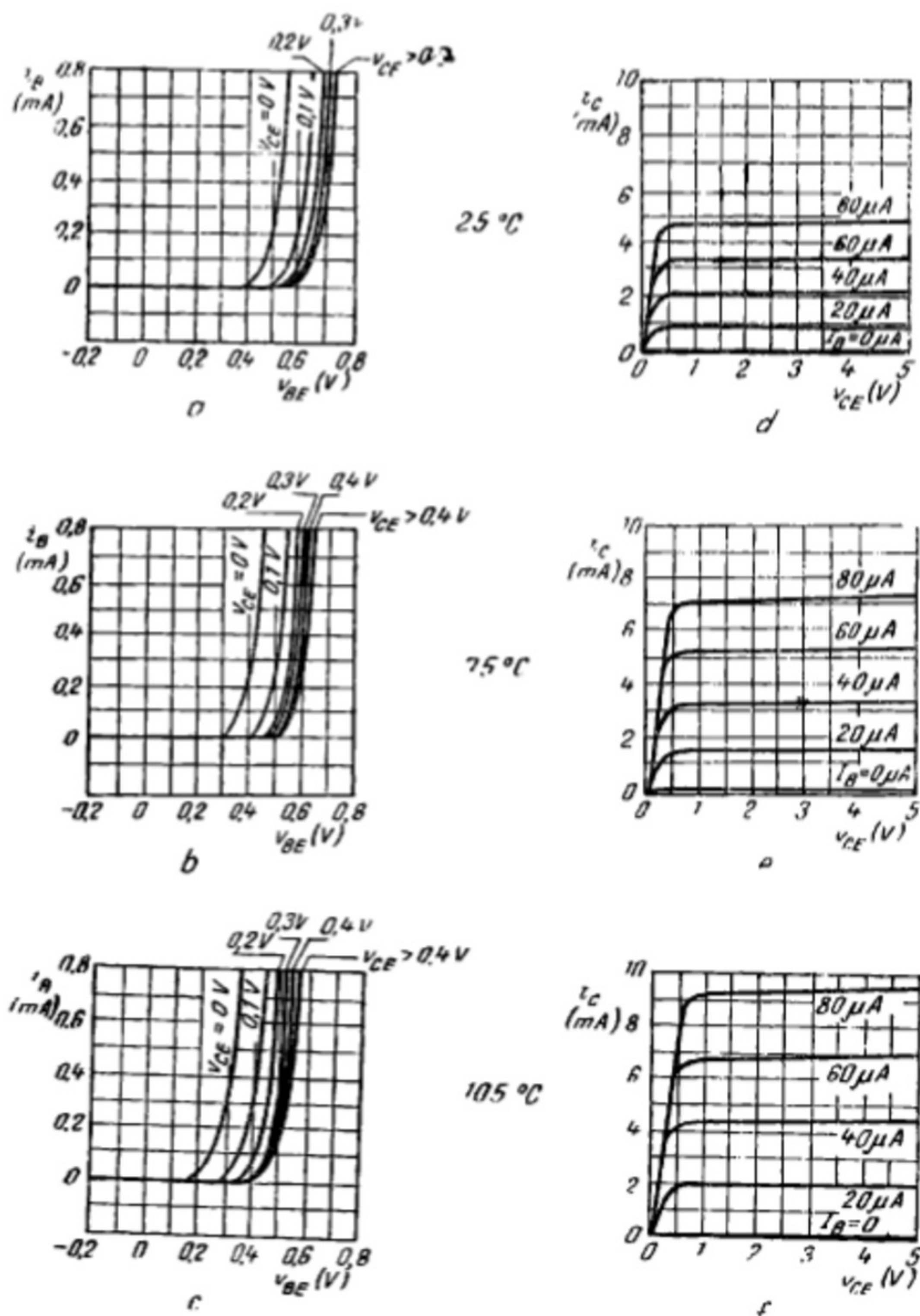


Fig. 5.42.

Modificarea caracteristicilor statice cu creșterea temperaturii este ilustrată de figura 5.42 pentru un tranzistor *npn* cu siliciu*. Se observă deplasarea caracteristicilor de intrare spre stînga (v_{BE} scade cu creșterea temperaturii la i_E = dat) pe figurile 5.42 *a*, *b* și *c*, precum și deplasarea în sus a caracteristicilor de ieșire (β_F crește cu creșterea temperaturii) pe figurile 5.42, *d*, *e* și *f*.

● Variația parametrilor este importantă și **pentru tranzistorul folosit ca un comutator.** Aici intră în discuție cîștigul de curent $h_{FE} = I_C/I_B$ ($h_{FE} \cong \beta_F$), I_{CBO} și $v_{CE,sat}$. Tranzistorul blocat are $i_E = 0$, $i_C = I_{CBO}$ și $i_B = -I_{CBO}$.

Creșterea lui I_{CBO} cu creșterea temperaturii produce pe rezistența în serie cu baza o cădere de tensiune care acționează în sensul deschiderii tranzistorului (efect nedorit).

Variația lui $V_{CE,sat}$ este foarte redusă (v_{CE} este diferența tensiunilor pe două joncțiuni polarizate direct). Ea poate prezenta imporanță în circuitele integrate digitale.

5.6.3. Stabilizarea punctului static de funcționare în raport cu variațiile de temperatură

Să considerăm un tranzistor în conexiune *EC*, polarizat cu $i_B = const = I_B$. Punctul static de funcționare se va găsi la intersecția caracteristicii $i_B = I_B$ cu dreapta de sarcină statică (fig. 5.28). Dacă temperatura crește, caracteristicile se vor deplasa în sus (fig. 5.42) și punctul static se va deplasa și el pe dreapta de sarcină spre curenți de colector mai mari. Pentru a reduce deplasarea punctului static ar fi indicat ca circuitul să asigure o scădere a lui I_B, cu tendința de a menține $I_C = const$. De aici rezultă importanța circuitului de polarizare în stabilizarea punctului static.

Vom prezenta în continuare cîteva dintre cele mai des întîlnite procedee de stabilizare a punctului static de funcționare.

Pentru ilustrare vom reveni la schema din figura 5.29 (care înglobează circuitele din figura 5.30 drept cazuri particulare). Fără a mai neglija de astă dată pe I_{CBO}, formula (5.115) se generalizează în (presupunem tranzistor *npn*).

$$I_C = \frac{\beta_F(V_{BB} - V_{BE})}{R_B + R_E(\beta_F + 1)} + \frac{(\beta_F + 1)(R_E + R_B)I_{CBO}}{R_B + R_E(\beta_F + 1)}, \qquad (5.147)$$

în timp ce

$$V_{CE} = V_{CC} - R_C I_C - R_E I_E \cong V_{CC} - (R_C + R_E)I_C. \qquad (5.148)$$

Stabilizarea punctului static la variația temperaturii se reduce la stabilizarea lui I_C (V_{CE} rezultă din ecuația (5.148).

Creșterea temperaturii duce la creșterea curentului I_C prin intermediul tuturor celor trei parametri (β_F, V_{BE} și I_{CBO}). Problema care se pune este *cum poate fi minimizată creșterea lui* I_C *prin alegerea elementelor circuitului.*

Examinarea caracteristicilor din figura 5.42 pare să sugereze că pentru tranzistoarele cu siliciu cea mai supărătoare este variația lui β_F cu temperatura. În paragraful 5.5.3 am arătat că pentru a insensibiliza pe i_C la variațiile lui β_F (dispersie) trebuie aleasă o rezistență $R_B \ll (\beta_F + 1)R_E$ (condiția

* Efectul Early (modularea grosimii bazei) asupra caracteristicilor este mai puțin pronunțat decît la tranzistoarele cu germaniu.

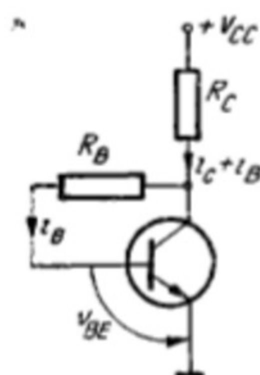


Fig. 5.43.

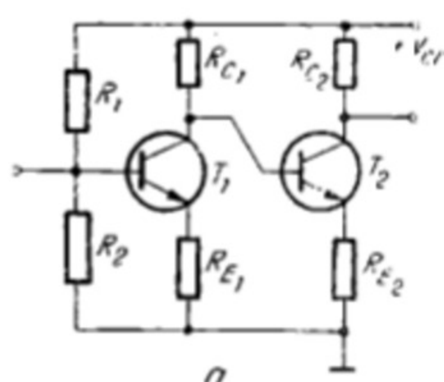


Fig. 5.44.

5.116). Concluzia rămîne valabilă şi aici (nu este importantă cauza care provoacă variaţia lui β_F). Mai mult, dependenţa lui I_C de I_{CBO} este şi ea minimizată prin condiţia (5.116), şi avem*

$$I_C \cong \frac{V_{BB} - V_{BE}}{R_E} + \left(1 + \frac{R_B}{R_E}\right) I_{CBO}. \qquad (5.149)$$

Cele de mai sus recomandă circuitul cu divizor pe bază din figura 5.30,*b*, în care se poate asigura o valoare suficient de mică a lui R_B. Pe de altă parte, deoarece

$$\frac{\Delta I_C}{\Delta V_{BE}} = - \frac{\beta_F}{R_B + R_E(\beta_F + 1)}, \qquad (5.150)$$

la un R_E ales (cădere de tensiune admisă pe R_E la un I_C dat), $|\Delta I_C / \Delta V_{BE}|$ este mai mic pentru R_B mai mare (deci ne orientăm spre circuitul din figura 5.30, *a*). În practică se folosesc ambele circuite. De pildă, circuitul din figura 5.30, *b* este recomandabil atît pentru tranzistoare cu germaniu (unde I_{CBO} este mai important), cît şi pentru tranzistoare cu siliciu (unde β_F variază mai mult cu temperatura decît la cele cu germaniu).

O altă schemă care foloseşte reacţia pentru stabilizarea punctului static de funcţionare este cea din figura 5.43. Aici (neglijînd pe I_{CBO})

$$I_C \cong \beta_F I_B = \beta_F \frac{V_{CC} - (R_C I_E + V_{BE})}{R_B} \cong \cong \beta_F \frac{V_{CC} - (R_C I_C + V_{BE})}{R_B} \qquad (4.151)$$

şi

$$I_C = \frac{\beta_F (V_{CC} - V_{BE})}{R_B + \beta_F R_C}, \qquad (5.152)$$

ceea ce permite**

$$I_C \cong \frac{V_{CC} - V_{BE}}{R_C} \text{ cu } R_B \ll \beta_F R_C \text{ (de pildă, } R_B = 0{,}1 \beta_F R_C). \qquad (5.153)$$

* $R_E \neq 0$ introduce o reacţie negativă favorabilă şi atunci cînd I_C creşte cu T prin intermediul lui I_{CBO}. Într-adevăr, creşterea lui I_C determină creşterea căderii de tensiune pe R_E şi reducerea tensiunii $V_{BB} - R_E I_E$ care polarizează joncţiunea emitor-bază prin rezistenţa R_B, tinzind astfel să reducă pe I_C.

** Tensiunea pe tranzistor este însă mică în comparaţie cu V_{CC}.

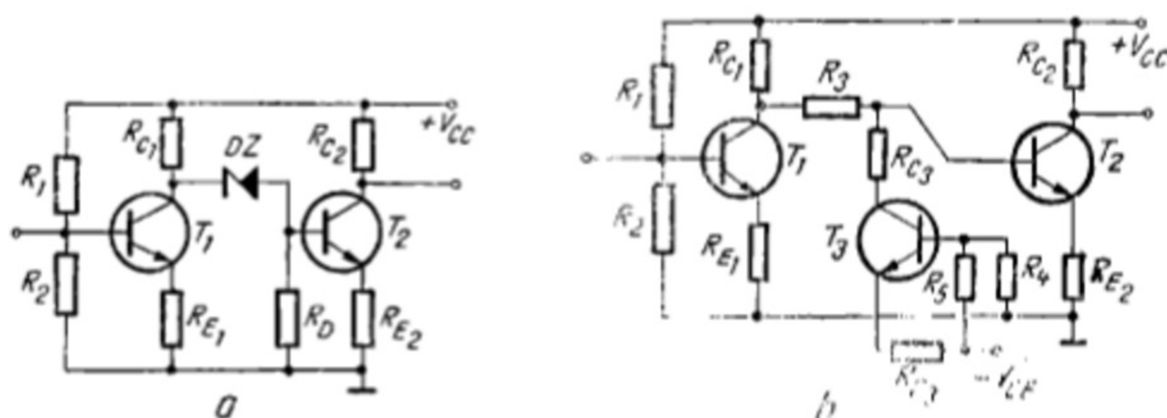


Fig. 5.45.

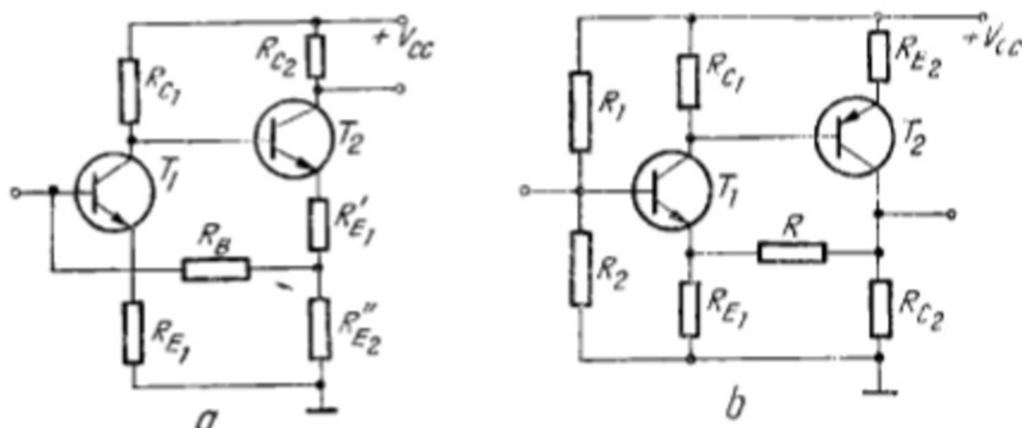


Fig. 5.46.

Problema stabilizării punctului static de funcţionare se pune şi pentru amplificatoarele cu *etaje cuplate direct*. Astfel de circuite sînt arătate în figura 5.44 *a* şi *b*. Circuitul cu tranzistoare complementare din figura 5.44, *b* are avantajul unei repartizări mai echilibrate a tensiunii pe tanzistoare şi rezistenţe. Neglijind curentul de bază al tranzistorului T_2 putem considera că punctul de funcţionare al lui T_1 este practic independent de T_2. Stabilizarea curentului de colector al lui T_1 duce practic la stabilizarea potenţialului bazei şi deci a curentului de emitor al lui T_2.

○ **Notă.** Atunci cînd dorim o *deplasare a nivelului* tensiunii continue pentru a ameliora schema din figura 5.44, *a*, putem folosi fie o diodă Zener (fig. 5.45, *a*), fie un generator de curent constant (cu T_3) care dă o anumită cădere de tensiune pe rezistenţa R_3 (figura 5.45, *b*).

O stabilizare mai eficace se obţine prin *aplicarea unei reacţii de curent continuu globale* (pe ambele etaje). Aceasta poate fi o reacţie de curent (fig. 5.46, *a*) sau de tensiune (fig. 5.46, *b*)*. În schema din figura 5.46, *a*, de pildă, creşterea lui I_{C1} duce la scăderea potenţialului bazei lui T_2, la scăderea lui I_{E2}, scăderea lui I_{E2} şi deci tinde să reducă pe I_{C1} (deci reacţie negativă).

* Semnalul de reacţie adus de la intrare este proporţional cu curentul, respectiv cu tensiunea de ieşire.

5.6.4. Alegerea elementelor rețelei de polarizare

În acest paragraf revenim la circuitul din figura 5.29 cu intenția de a rezolva următoarea problemă: cum trebuie alese elementele schemei atunci cînd schema trebuie să lucreze într-o *plajă largă de temperaturi*, cuprinsă între valoarea minimă T_1 și cea maximă T_2. Se va neglija I_{CBO}, dar se va ține seama de variația lui β_F și a lui V_{BE} cu temperatura (tranzistor *npn* cu siliciu). Se va tolera o anumită variație a lui I_C, cuprinsă între valoarea minimă, I_{Cm}, și respeciv maximă, I_{CM}.

Curentul de colector nu depinde de R_C și V_{CC} (dacă tranzistorul lucrează în regiunea activă normală). *Elementele care trebuie determinate sînt* V_{BB}, R_B și R_E (sau R_1, R_2 și R_E în figura 5.30, *b*).

Deoarece I_C crește cu temperatura este clar că I_{Cm} se obține pentru T_1 și I_{CM} pentru T_2, înlocuind $\beta_F + 1$ cu β_F în relația (5.115), găsim

$$I_{Cm}\left[\frac{R_B}{\beta_F(T_1)} + R_E\right] = V_{BB} - V_{BE}(T_1); \qquad (5.154)$$

$$I_{CM}\left[\frac{R_B}{\beta_F(T_2)} + R_E\right] = V_{BB} - V_{BE}(T_2). \qquad (5.155)$$

Eliminînd pe V_{BB} între aceste două ecuații și explicitînd pe R_B

$$R_B = \frac{V_{BE}(T_2) - V_{BE}(T_1) + (I_{CM} - I_{Cm})R_E}{I_{Cm}/\beta_F(T_1) - I_{CM}/\beta_F(T_2)} \qquad (5.156)$$

găsim o relație liniară între R_B și R_E de forma $R_B = AR_E - B$ (unde $A, B > 0$). Observăm că o soluție pentru R_B există numai dacă luăm $R_E > B/A$. Există deci o valoare critică (minimă) a lui R_E:

$$R_E > R_{Ecr} = \frac{V_{BE}(T_1) - V_{BE}(T_2)}{I_{CM} - I_{Cm}}. \qquad (5.157)$$

○ **Observație.** Formula (5.156), care permite estimarea lui R_B, poate fi folosită în proiectare și atunci *cînd se dorește reducerea efectului dispersiei parametrilor tranzistorului* (aici β_F și v_{BE}). Există o diferență importantă față de problema efectului temperaturii și anume variațiile lui β_F și v_{BE} nu mai sînt corelate. Și totuși, deși natura problemei este diferită, modul de calcul este același deoarece situațiile extreme se obțin astfel: I_{CM} pentru β_F maxim și V_{BE} minim, iar I_{Cm} pentru β_F minim și V_{BE} maxim. Ca urmare, cazurile cele mai nefavorabile sînt încadrate de ecuații de tipul (5.154) și (5.155), unde $\beta_F(T_1)$ se înlocuiește cu β_F minim etc., și se poate aplica formula (5.156) (exemplu numeric în paragraful 5.9.3).

5.6.5. Compensarea termică

Prin **tehnici de stabilizare termică** convenim să denumim *folosirea unor circuite de polarizare cu elemente rezistive care asigură o variație mai redusă a lui* I_C (permițînd scăderea lui I_B cu creșterea temperaturii). **Tehnicile de compensare** *utilizează în același scop dispozitive sensibile la temperatură* cum sînt diodele, tranzistoarele, termistoarele etc.

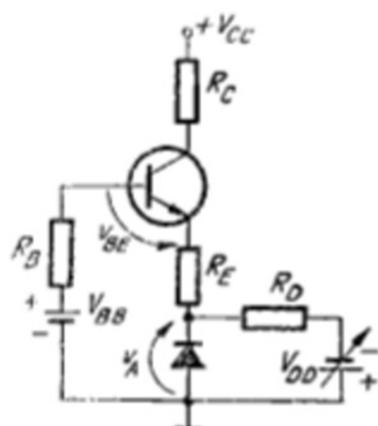


Fig. 5.47.

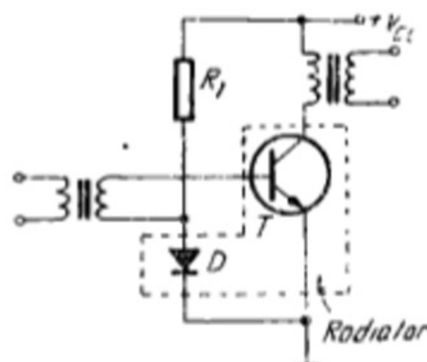


Fig. 5.48.

● **Compensarea variației lui v_{BE} cu temperatura** se poate face cu diode *pn* sau folosind joncțiunile de intrare ale unor tranzistoare. Principiul este ilustrat de circuitul din figura 5.47. El provine din schema din figura 5.29, prin adăugarea unei diode D deschise în serie dar în opoziție cu dioda bază-emitor. Dioda și tranzistorul trebuie realizate din același material semiconductor pentru ca v_{BE} și v_A să varieze la fel cu temperatura. Pentru ajustarea coeficientului de variație dv_A/dT, se reglează curentul prin dioda D.

În figura 5.48, se arată o schemă în care curentul prin dioda D este menținut practic constant prin generatorul de curent format din sursa V_{CC} și rezistența mare R_1. Acest curent este „copiat" de curentul joncțiunii emitor-bază a tranzistorului, (care este fabricat din același material) (a se vedea și figura 5.35, *a*). Pentru uniformizarea temperaturii, dioda este montată pe același radiator cu tranzistorul.

Compensarea termică este folosită și în circuitul din figura 5.33. Acesta este un amplificator diferențial, de curent continuu, care trebuie să amplifice diferența de potențial aplicată între bazele celor două tranzistoare. Variațiile tensiunii bază-emitor se transmit amplificate în colectoare. Desigur că modificarea caracteristicilor de intrare cu temperatura constituie un „semnal" parazit. Efectul „fugii" caracteristicilor cu temperatura este mult redus prin amplasarea celor două joncțiuni bază-emitor ale lui T_1 și T_2 în serie și în opoziție. Acest amplificator este larg folosit în circuitele integrate, unde împerecherea și cuplarea termică a tranzistoarelor vecine T_1 și T_2 sînt proprietăți inerente.

● Deosebit de importantă este **realizarea unor referințe de tensiune stabilizate termic.** Figura 5.49, arată o soluție aplicată într-un stabilizator de tensiune integrat. Aici T_1 și T_2 formează o sursă de curent constant (se folosește circuitul din figura 5.35, *b* cu $R_1 = 0$). Folosind relația (5.126) găsim:

$$V_R - V_{BE3} + R_3 I_2 \cong V_{BE3} + \frac{R_3}{R_2} \cdot \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{I_1}{I_2}\right) \qquad (5.159)$$

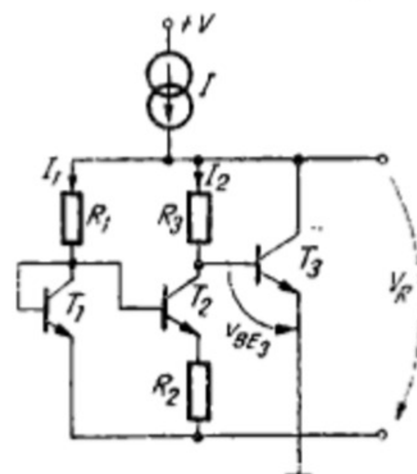


Fig. 5.49.

(reamintim că I_1 este dat de relaţia (5.122), iar I_2/I_1 la o temperatură dată rezultă din relaţia (5.126), unde $R_2 I_1 = V - RI_1 - V_{BE3}$). Deoarece $\partial V_{BE}/\partial T < 0$ şi ln (I_1/I_2) are o variaţie redusă cu temperatura (deci al doilea termen creşte aproximativ liniar cu temperatura), se poate asigura o compensare a scăderii primului termen pe o plajă relativ largă de temperaturi prin alegerea potrivită a elementelor de circuit.

● O altă utilizare a compensării termice apare atunci cînd se pune **problema deplasării nivelului tensiunii continue.** Un exemplu este circuitul prezentat deja în figura 5.45, *a*, unde potenţialul bazei lui T_2 scade cu creşterea temperaturii deoarece tensiunea V_Z creşte cu creşterea temperaturii. În acest fel se asigură compensarea parţială a scăderii tensiunii $(V_{BE})_2$ atunci cînd temperatura creşte.

Tehnici similare se întîlnesc şi în circuitele integrate, unde drept diodă Zener cu $V_Z = 7$V se foloseşte joncţiunea bază — emitor (polarizată invers) a unui tranzistor cu colectorul scurtcircuitat la bază sau cu colectorul în gol. Coeficientul de temperatură al lui V_Z este de +2,3 mV/°C, deci aproape egal ca mărime cu cel al joncţiunii deschise emitor-bază, dar cu semn schimbat. Înserierea în opoziţie a celor două joncţiuni duce la obţinerea unui coeficient de temperatură cu un ordin de mărime mai mic.

● O altă tehnică se referă la **compensarea variaţiei cu temperatura a lui I_{CBO}** prin folosirea unei diode din acelaşi material semiconductor, polarizată invers, funcţionînd ca un generator de curent (curentul de saturaţie, I_0, al diodei respective). În circuitul din figura 5.50 avem $-v_A = v_{EB} \gg \gg \frac{kT}{q}$, deci $i_D = -I_0$ şi $i_B = I - I_0$ unde $I = (V_{CC} - v_{EB})/R_B \cong \gg V_{CC}/R_B = const.$ Se găseşte

$$i_C = \beta_F i_B + (\beta_F + 1)I_{CBO} = \beta_F I - \beta_F I_0 + (\beta_F + 1)I_{CBO} \qquad (5.160)$$

şi un $I_0 \cong I_{CBO}$ asigură $i_C = \beta_F I$ (independent de I_{CBO}). Metoda poate fi aplicată şi dacă în emitor există o rezistenţă. Astfel de scheme sînt utile atunci cînd tranzistoarele folosite sînt cu germaniu (aici curenţii reziduali sînt importanţi, aproximativ constanţi şi cît de cît reproductibili).

● În sfîrşit, **pentru compensare se pot folosi şi elemente rezistive sensibile la variaţia temperaturii,** cum ar fi de pildă *termistorul*. Circuitul din figura 5.51 foloseşte un termistor R_T pentru a reduce variaţia lui I_C cu temperatura datorită variaţiei parametrilor tranzistorului [(V_{BE}, β_F şi I_{CBO}). Atunci cînd temperatura creşte, R_E scade şi injectează un curent mai mare prin R_E, ceea ce determină creşterea căderii de tensiune pe R_E cu tendinţa de a reduce i_B, deci şi i_C. Problema principială care se pune

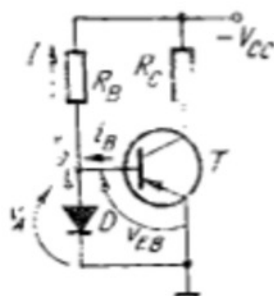


Fig. 5.50

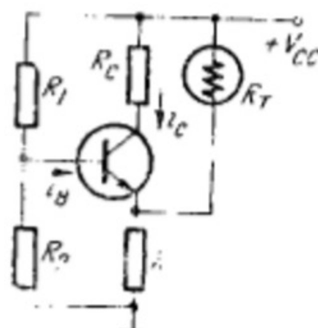


Fig. 5.51

este de a asigura compensarea efectului temperaturii pe o plajă cît mai largă. În acest scop se sintetizează dipoli-rețele de rezistențe (dintre care cel puțin una dependentă de temperatură) care au o anumită caracteristică rezistență echivalentă funcție de temperatură. Caracteristica necesară dipolului conectat într-o anumită poziție în circuit se determină experimental, substituind dipolul cu o rezistență variabilă, ajustînd și măsurînd rezistența necesară pentru a menține i_C constant cu variația temperaturii.

5.6.6. Ambalarea termică

Creșterea temperaturii semiconductorului, T_j, determină creșterea curentului de colector, deoarece:

— dacă curentul de bază este menținut constant, atunci i_C crește datorită creșterii lui β_F cu temperatura;

— dacă tensiunea bază-emitor este menținută constantă, atunci curentul de bază crește rapid (caracteristica de intrare se deplasează spre tensiuni mai mici);

— curentul rezidual I_{CBO} crește cu temperatura.

Dacă creșterea curentului de colector cu temperatura duce la creșterea puterii disipate, atunci T_j va continua să crească. Această înlănțuire a fenomenelor poate duce la creșterea temperaturii dincolo de limita admisă ($T_{j,max}$). Dacă temperatura crește mult, tranzistorul se poate distruge rapid. Acesta este fenomenul de *ambalare termică*.

Puterea disipată în tranzistor (P_d) poate fi aproximată cu cea disipată pe cele două regiuni de sarcină spațială (foarte rezistive). În polarizare normală $V_{BE} \ll V_{CB}$, $I_C \cong I_E$ și

$$P_d = V_{BE}I_E + V_{CB}I_C = P_{dc} \cong V_{CB}I_C, \tag{5.161}$$

deci P_d se aproximează cu puterea disipată pe colector, P_{dc}. Curbele de putere disipată constantă în planul $i_C - v_{CE}$ sînt hiperbole*.

● **În regim termic staționar** puterea disipată pe tranzistor este egală cu puterea evacuată:

$$P_d = P_{ev} = \frac{T_j - T_a}{R_{th}}, \tag{5.162}$$

unde R_{th} este rezistența termică totală corespunzînd evacuării căldurii prin semiconductor, capsulă și radiator în mediul ambiant. Aceasta însumează rezistența termică joncțiune-capsulă $R_{th,j-c}$ și rezistența termică a radiatorului $R_{th,hs}$ (care include și pierderile prin radiație și convecție). Se neglijează rezistența termică corespunzătoare diferenței de temperatură între capsulă (temperatură T_c) și radiator.

○ **Precizare.** Modelarea cu o rezistență termică constantă reprezintă numai o aproximație deoarece conductivitatea termică a materialelor (siliciul în primul rînd) variază cu temperatura și există pierderi prin radiație și convecție. Ca urmare $T_j - T_a$ nu este riguros proporțional cu P_d.

---

* Se observă că $V_{CE}I_C$ reprezintă cu o aproximație foarte bună puterea disipată totală P_d, deoarece $V_{CE} = V_{CB} + V_{BE}(I_C \cong I)$. O astfel de curbă de putere disipată constantă a fost deja reprezentată în figura 5.28.

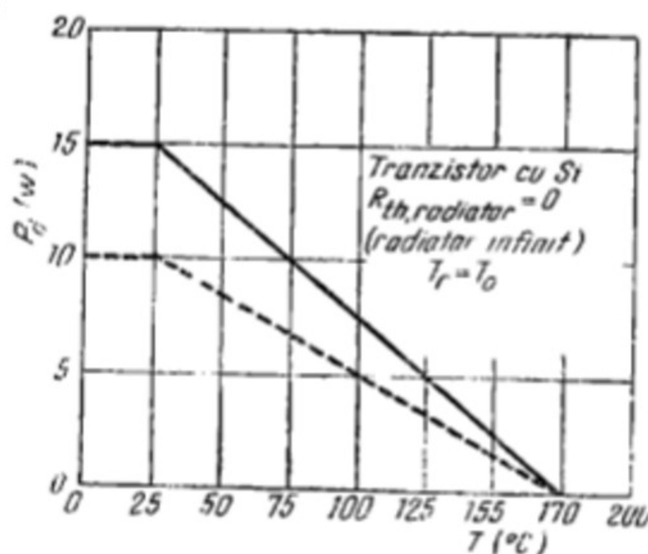


Fig. 5.52

Limitarea temperaturii maxime a joncțiunii impune

$$P_{d,max}=\frac{T_{j,max}-T_a}{R_{th}};\tag{5.163}$$

se constată că $P_{d,max}$ scade liniar cu T_a. Figura 5.52 indică o astfel de dependență (reprezentare de catalog, cu nivelare artificială a puterii sub 25°C). Aceasta poate corespunde funcționării cu un radiator infinit ($T_c=T_a$). Pentru o rezistență termică finită a radiatorului se obține limitarea indicată cu linie întreruptă.

● **În regim termic nestaționar** ($P_d \neq P_{ev}$) T_j crește dacă $P_d > P_{ev}$ și scade dacă $P_d < P_{ev}$.

Să presupunem că după o evoluție oarecare a temperaturii se ajunge la un regim termic staționar corespunzător unei anumite temperaturi T_{j1} adică $P_d(T_{j1}) = P_{ev}(T_{j1})$. Acest regim trebuie să satisfacă *condiția de stabilitate dinamică*.

$$\left.\frac{\partial P_d}{\partial T_j}\right|_{T_j=T_{j1}}<\frac{\partial P_{ev}}{\partial T_j}=\frac{1}{R_{th}}.\tag{5.164}$$

Pe de altă parte, este necesar, evident, ca $T_{j1} \leqslant T_{jmax}$.

Presupunînd $P_d = P_d(I_C)$ unde I_C este curentul din punctul static și $I_C = I_C(T_j)$, condiția (5.164) devine

$$\frac{\partial P_d}{\partial I_C}\cdot\frac{\partial I_C}{\partial T_j}<\frac{1}{R_{th}},\tag{5.165}$$

unde $\partial I_C/\partial T_j$ este pozitiv așa cum s-a arătat la începutul acestui paragraf.

O condiție suficientă dar nu și necesară pentru a satisface condiția de stabilitate (5.165) este

$$\frac{\partial P_d}{\partial I_C}<0.\tag{5.166}$$

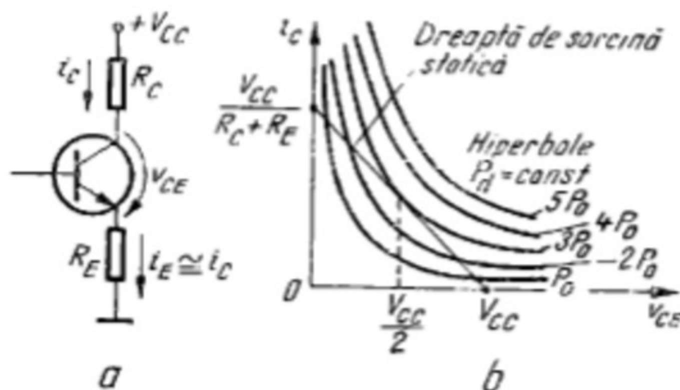


Fig. 5.53

Ca **exemplu** vom considera circuitul din figura 5.53, *a*, care are dreapta de sarcină statică indicată pe figura 5.53, *b*. Această dreaptă este tangentă la o anumită hiberbolă P_d = *const*. Se verifică ușor că punctul de tangență are abscisa $V_{CC}/2$. Atunci cînd temperatura crește I_C crește, deci punctul static de funcționare urcă pe dreapta de sar-

cină statică. Atît timp cît punctul are abscisa $V_{CE} < V_{CC}/2$, avem $\partial P_d/\partial I_C > 0$ (se intersectează hiperbole de putere disipată din ce în ce mai mare). Pentru $V_{CE} > V_{CC}/2$ rezultă $\partial P_d/\partial I_C < 0$ şi regimul termic este stabil indiferent de valoarea lui R_{th}*.

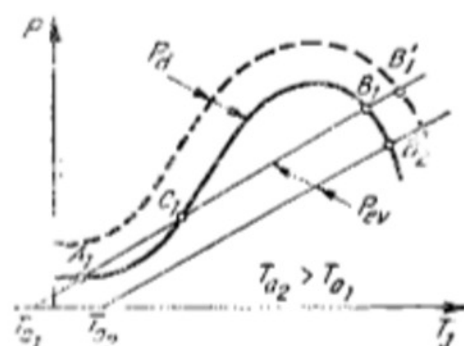


Fig. 5.54

Urmărind variaţia punctului de funcţionare cu T_j putem trasa o curbă $P_d = P_d(T_j)$ ca cea din figura 5.54. Reţinem că ea corespunde unui anumit circuit electronic. În acelaşi plan vom trasa curba de putere evacuată $P_{ev} = P_{ev}(T_j)$, care este de fapt dreapta (5.162). Pentru aceeaşi rezistenţă termică dar temperaturi diferite ale mediului obţinem drepte paralele. Punctele de intersecţie corespund unui posibil regim termic staţionar. Punctele A_1 şi B_1 ($T_a = T_{a1}$) corespund de pildă unui regim stabil (este satisfăcută condiţia 5.164). Dacă se pleacă de la $T_j = T_{a1}$ (din momentul conectării sursei de alimentare) atunci se va ajunge în punctul A_1.

O perturbaţie în circuit poate duce la modificarea acestui regim staţionar. De pildă, creşterea temporară a temperaturii datorită unei perturbaţii electrice oarecare poate creşte T_j dincolo de valoarea corespunzătoare punctului C_1. Aici $P_d > P_{ev}$ şi T_j va creşte mai departe de la sine pînă la atingerea lui B_1, corespunzător unui alt regim staţionar, dar la o temperatură de lucru care poate fi inadmisibil de mare. În situaţia aceasta s-a ajuns tot prin ambalare termică. Ambalarea mai poate fi declanşată şi altfel (fig. 5.54):

— prin creşterea temperaturii mediului ambiant la T_{a2} (intersecţie în B_2);
— prin creşterea tensiunii de alimentare (linia întreruptă, punctul de intersecţie B_1').

5.6.7. Instabilităţi interne. Străpungerea secundară

Discuţia fenomenelor care au loc în tranzistor la tensiuni ridicate şi/sau temperaturi mari a avut în vedere un model unidimensional. În realitate, în tranzistoarele de putere *gradientele transversale* atît de temperatură cît şi de cîmp electric sînt importante.

Presupunem pentru moment că se pot neglija căderile ohmice de tensiune pe regiunea bazei şi că diferenţa de potenţial efectivă aplicată joncţiunii bază-emitor este uniformă pe direcţia transversală.

Dacă regiunea activă a tranzistorului este neizotermă (datorită rezistenţei termice finite a semiconductorului), atunci concentraţia de purtători minoritari corespunzătoare echilibrului termic va fi mai mare în regiunile mai calde şi la fel va fi mai mare densitatea curentului de purtători minoritari. Dar concentrarea de curent de colector în anumite regiuni va determina o altă creştere locală a temperaturii şi aşa mai departe. Tensiunea bază-emitor va scădea pentru ca I_C (determinat de circuit) să poată rămîne constant şi astfel densitatea curentului în regiunile reci va scădea. Distribuţia transversală a densităţii curentului de colector va fi neuniformă, cu majoritatea curentului concentrat în nişte *zone (pete) fierbinţi*. Singura indicaţie exterioară a neuniformităţii interne este scăderea tensiunii bază-emitor atunci cînd se formează o „pată fierbinte". Temperatura poate atinge sute de °C şi semiconductorul se poate topi local. Atunci tensiunea

---

* Din păcate această condiţie este dificil sau imposibil de satisfăcut pentru etajele de putere cu sarcină transformator. De pildă, pentru tranzistorul din figura 5.48 dreapta de sarcină statică este aproape o verticală la abscisa $v_{CE} = V_{CC}$.

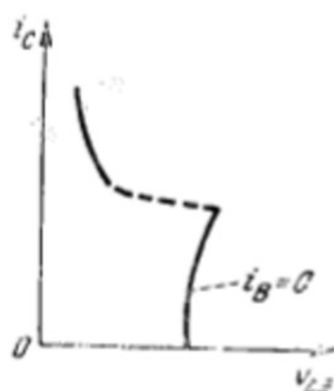


Fig. 5.55

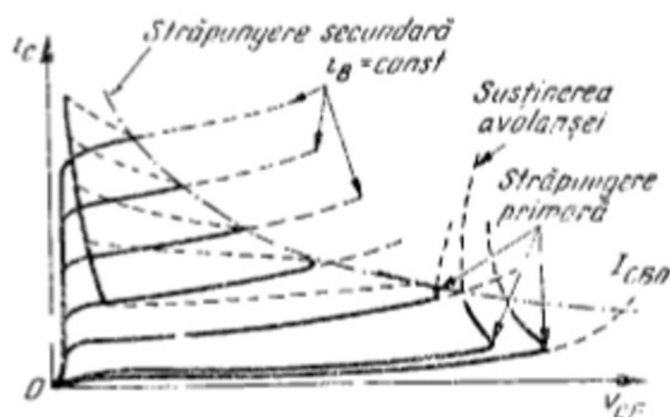


Fig. 5.56

de colector scade brusc (fig. 5.55). Chiar dacă tranzistorul nu se distruge, caracteristicile sale electrice suferă o modificare definitivă.

Se constată că există o dependență clară a curentului la care se produce căderea de tensiune pe dispozitiv *(străpungere secundară)* de tensiunea de colector (fig. 5.56). Aceasta este legată de neuniformitatea cîmpului electric *transversal*, asociat căderii de tensiune date de curentul de bază.

Pentru ilustrare s-a reprezentat în figura 5.57 un *tranzistor (de putere) în construcție mesa*. Partea superioară a dispozitivului este decupată prin corodare (chimică, de pildă), astfel încît joncțiunea colector-bază este plană. Aceasta elimină problema străpungerii premature la „colțurile" joncțiunii plane. Deoarece diferența de potențial aplicată între bază și emitor (joncțiune deschisă) scade pe măsură ce avansăm de la marginea joncțiunii respective spre centru, curentul de emitor (și ca urmare și cel de colector) se va concentra la periferia joncțiunii (figura 5.57 sugerează densitatea purtătorilor minoritari și localizează petele fierbinți).

Fenomenul este mai intens la tensiuni V_{CE} mai mari (fig. 5.56), pentru că regiunea de sarcină spațială se extinde îngustînd baza și mărind rezistența acesteia. Străpungerea secundară apare mai ușor la tranzistoarele de frecvență mai înaltă (deoarece, după cum se va vedea, ele trebuie să aibă o bază mai subțire).

Fenomenul nu apare instantaneu, ci necesită un anumit timp ca să se dezvolte (ceea ce corespunde unei anumite energii dezvoltate în tranzistor, energie care „încarcă" treptat capacitatea termică a structurii semiconduc-

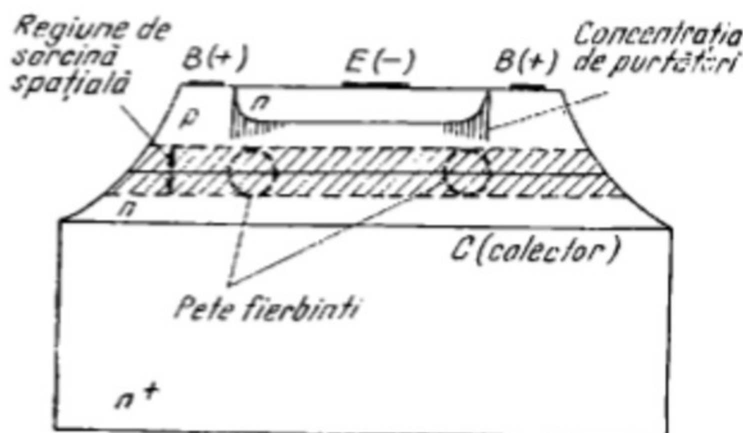


Fig. 5.57

toare). Să presupunem că străpungerea secundară apare datorită unui impuls de tensiune de colector de o anumită durată. Pentru o durată determinată a acestui impuls de tensiune există o anumită dependență a curentului de declanșare a străpungerii secundare de tensiunea în impuls (curba nu este o hiperbolă de putere constantă: ea este mai apropiată de axa orizontală în zona tensiunilor mari). Curentul respectiv este mai mare dacă impulsul de tensiune (și curent) este mai scurt, așa cum se arată în figura 5.58.

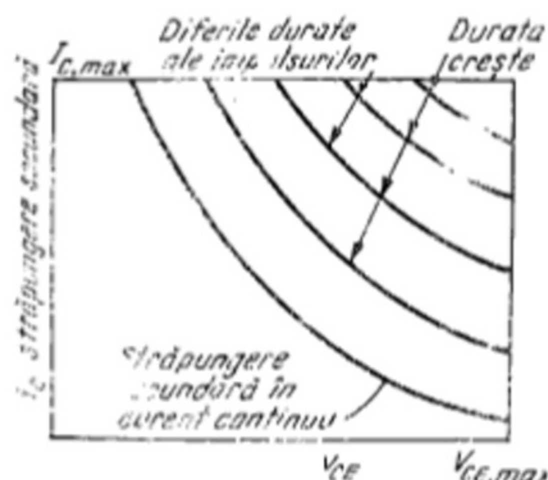


Fig. 5.58

5.7. TRANZISTORUL ÎN REGIM DINAMIC: MODELUL DE CONTROL PRIN SARCINA

5.7.1. Funcționarea în regim dinamic

Relațiile deduse anterior pentru regimul staționar sînt valabile și în regim dinamic, cu condiția cu variațiile mărimilor electrice să fie lente (comportare cvasistaționară, care poate fi dedusă din caracteristicile statice). Teoria generală de regim dinamic trebuie să pornească de la ecuațiile diferențiale care descriu fenomenele din semiconductoare. Se vor lua în considerare de această dată și termenii în care timpul apare în mod explicit. În ecuațiile de continuitate pentru electroni și pentru goluri se va ține seama de derivatele concentrației de purtători în raport cu timpul. Mai intuitiv, *în evaluarea curenților prin tranzistor se va ține seama de acele componente care sînt necesare pentru a asigura variația sarcinii stocate în tranzistor*. Dacă viteza de variație nu este prea mare, atunci aceste componente corespund încărcării unor capacități. Capacitățile sînt însă *neliniare*. În cazul limită al funcționării la semnale mici, mărimea acestor capacități nu mai depinde mărimea semnalului, dar variază odată cu punctul static (mediu) în jurul căruia are loc funcționarea.

Vom arăta pentru început că este posibilă exprimarea curenților prin tranzistor ca funcții liniare de sarcina de purtători minoritari în exces stocată în bază. Ulterior se va lua în considerare și variația sarcinii stocate în regiunile de barieră.

Vom analiza un *tranzistor pnp care lucrează în regiunea activă normală*.

5.7.2. Sarcina stocată în baza neutră a tranzistorului

Analiza noastră pleacă de la ecuația de continuitate a golurilor în bază (2.35), pe care o integrăm pe toată lungimea bazei neutre (model unidimensional, figura 5.10):

$$\int_0^W \frac{\partial p_n}{\partial t}\,\mathrm{d}x = -\frac{1}{\tau_p}\int_0^W (p_n - p_{n0})\mathrm{d}x - \frac{1}{q}\int_0^W \frac{\partial J_p}{\partial x}\,\mathrm{d}x. \qquad (5.167)$$

Vom dezvolta calculele în limita următoarelor presupuneri: polarizare în regiunea activă normală; profil abrupt de impurități; emitor suficient de „gros", bază subțire (recombinare foarte redusă); nivele mici de injecție; neglijarea generării și recombinării în regiunile de sarcină spațială; neglijarea curentului rezidual al joncțiunii colectorului; neglijarea fenomenului de modulare a grosimii bazei neutre.

Ultima ipoteză ne permite să presupunem că integrarea are loc între niște limite bine precizate (fixe). Notăm prin

$$qA_J \int (p_n - p_{n0})\mathrm{d}x = q_B \tag{5.168}$$

sarcina de goluri minoritare în exces înmagazinată în baza *n* neutră. Avem de asemenea

$$qA_J \int_0^W \frac{\partial p_n}{\partial t}\mathrm{d}x = qA_J \int_0^W \frac{\partial}{\partial t}(p_n - p_{n0})\mathrm{d}x = \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}q_B. \tag{5.169}$$

Multiplicînd ecuația (5.167) prin qA_J și folosind relațiile (5.168) și (5.169), găsim (figura 5.9):

$$\frac{\mathrm{d}q_B}{\mathrm{d}t} + \frac{q_B}{\tau_p} = i_{E,p} - i_{C,p}. \tag{5.170}$$

Mai departe, din relațiile (5.21), (5.25) și (5.37), rezultă

$$i_{E,p} = \gamma_E i_E, \quad \gamma_E = \frac{1}{1 + \dfrac{W}{L_{n,E}} \cdot \dfrac{D_n}{D_p} \cdot \dfrac{n_{p0}^{(E)}}{p_{n0}}} \tag{5.171}$$

și

$$i_{C,p} \cong i_C \quad (I_{CB0} \cong 0). \tag{5.172}$$

Ultimele două relații sînt valabile în *regiunea activă normală*, situație în care $q_B = q_F$. Ecuația (5.170) devine

$$\gamma_E i_E - i_C = \frac{\mathrm{d}q_F}{\mathrm{d}t} + \frac{q_F}{\tau_p}. \tag{5.173}$$

Considerînd o recombinare foarte redusă în bază ($W \ll L_p$), ceea ce corespunde unei distribuții triunghiulare a concentrației de purtători în exces, se poate scrie:

$$i_C = qA_J \frac{p_n'(0)}{W} D_p; \tag{5.174}$$

$$q_F = \frac{1}{2} Aqp_n'(0) \cdot W, \tag{5.175}$$

$$i_C = \frac{q_F}{\tau_F}, \quad \tau_F = \frac{1}{2} \cdot \frac{W^2}{D_p}. \qquad (5.176)$$

Calculînd $i_B = i_E - i_C$ cu relațiile (5.173) și (5.176), și aproximînd factorul γ_E cu unitatea găsim

$$i_B = \frac{q_F}{\tau_{BF}} + \frac{dq_F}{dt} \qquad (5.177)$$

unde

$$\tau_{BF} = \frac{1}{\frac{1}{\tau_p} + \frac{1}{\tau_F}\left(\frac{1}{\gamma_E} - 1\right)} = \frac{1}{\frac{1}{\tau_p} + \frac{2D_n}{WL_{n,E}} \cdot \frac{n_{p0}^{(E)}}{p_{n0}}}. \qquad (5.178)$$

Ecuațiile (5.176) și (5.177) care stabilesc o relație *liniară* între curenții tranzistorului și sarcina de purtători minoritari în exces în bază, q_F, definesc *modelul de control prin sarcină* (va fi completat ulterior prin considerarea variației sarcinii din regiunile de sarcină spațială). Deoarece în regim staționar $i_C = \beta_F i_B$, din relațiile (5.176) – (5.178) rezultă ($L_p^2 = D_p\tau_p$; $n_{p0}^{(E)} = n_i^2/N_A^{(E)}$; $p_{n0} = n_i^2/N_D$):

$$\frac{\tau_F}{\tau_{BF}} = \frac{1}{\beta_F} = \frac{1}{2}\left(\frac{W}{L_p}\right)^2 + \frac{D_n}{D_p} \cdot \frac{W}{L_{n,E}} \cdot \frac{N_D}{N_A^{(E)}}. \qquad (5.179)$$

Expresia lui β_F este identică cu cea dată de relația (5.51), ceea ce arată consistența ipotezelor făcute în paragraful de față.

Vom insista puțin asupra **interpretării intuitive a ecuațiilor (5.176) și (5.177).** Să observăm că *atunci cînd se neglijează curentul de electroni la emitor* ($\gamma_E = 1$) rezultă $\tau_{BF} = \tau_p$, iar primul termen din membrul doi al relației (5.177) corespunde curentului de recombinare în bază ($1/\tau_{BF} = 1/\tau_p$ este probabilitatea de recombinare a unui gol minoritar în unitatea de timp). *Dacă trebuie să se includă și efectul curentului de electroni la emitor* ($\gamma_E < 1$), q_{BF} este corectat ca în formula (5.178) (scade) și curentul de bază este mai mare. Cel de al doilea termen din (5.177) corespunde componentei de *încărcare* a bazei cu un număr suplimentar de purtători de sarcină. Sarcina de purtători minoritari în exces în bază, q_F, depinde de tensiunea v_{EB} astfel

$$q_F = \frac{1}{2} qA_J p_n'(0) W = \frac{1}{2} qA_J p_{n0} W \left[\exp\left(\frac{qv_{EB}}{kT}\right) - 1\right]. \qquad (5.180)$$

O creștere a lui v_{EB}, de pildă, determină o creștere a lui q_F cu cantitatea Δq_F, iar modificarea distribuției purtătorilor în exces (figura 5.59, *a*) determină o modificare a curentului de colector, care este proporțional cu q_F.

○ **Precizare.** Este important de menționat un detaliu. Curentul de colector este curentul de difuzie al golurilor minoritare calculat la colector și este proporțional cu gradientul distribuției $p_n'(x)$ la colector ($x = W$). Dacă distribuția golurilor în exces rămîne triunghiulară (ceea ce implică o recombinare foarte redusă) iar $W = const$ (se neglijează modularea grosi-

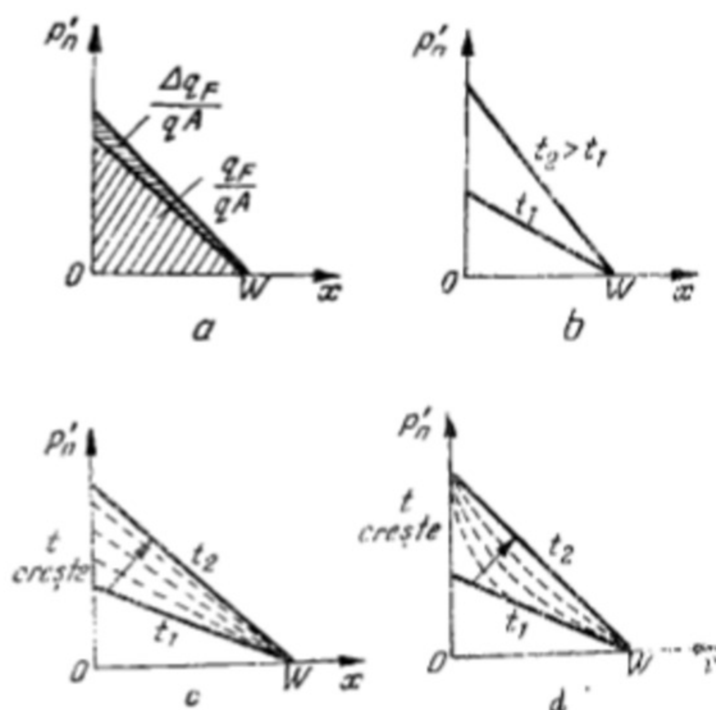


Fig. 5.59

mii bazei), atunci curentul de colector este proporţional cu aria delimitată de distribuţia triunghiulară (deci cu q_F). În realitate, distribuţia $p_n'(x)$ poate să nu rămînă triunghiulară atunci cînd au loc variaţii *rapide* ale tensiunii v_{EB}. Acest aspect îl vom discuta în paragraful următor.

5.7.3. Validitatea modelului de control prin sarcină în regim variabil

● Esenţa modelului sintetizat în ecuaţiile (5.176), (5.177) şi (5.180) este extinderea relaţiilor sarcină-curent şi sarcină-tensiune în regim variabil. **Condiţia ca această extindere** (care implică numai adăugarea componentei de încărcare dq_F/dt la curentul de bază) **să fie corectă,** este ca *viteza de variaţie în timp a curenţilor prin tranzistor şi a tensiunilor la borne să fie suficient de mică pentru ca distribuţia de sarcină din baza tranzistorului să poată fi aproximată printr-o serie de distribuţii de regim staţionar.* Pentru a ilustra această idee ne vom referi la figura 5.59. În figura 5.59, *b* sînt arătate două distribuţii de regim staţionar care corespund momentelor t_1, respectiv t_2. În intervalul de timp care separă aeste momente ($t_2 > t_1$) au crescut v_{EB}, $p_n'(0)$ şi q_F. Dacă această variaţie a avut loc suficient de lent, atunci la fiecare dintre momentele intermediare de timp distribuţia golurilor în bază este cvasistaţionară, adică este de formă triunghiulară (fig. 5.59, *c*) şi corespunde exact celei care s-ar obţine în regim staţionar prin aplicarea tensiunii $v_{EB}(t_k)$, unde t_k este momentul intermediar considerat. Dacă variaţia tensiunii de comandă v_{EB} este prea rapidă, distribuţiile intermediare nu vor mai fi triunghiulare. Admitem de pildă că v_{EB} variază prin salt la $t = t_1^+$ (treaptă de tensiune). $p_n'(0)$ va urmări instantaneu variaţia lui v_{EB}, conform relaţiei (5.180). Distribuţia de sarcină în ansamblul său nu se poate modifica însă instantaneu, deoarece este necesar un *timp finit* pentru ca purtătorii minoritari suplimentari injectaţi de emitor să difu-

zeze în bază şi să o „umple" cu purtători astfel încît să se stabilească în fiecare punct distribuţia staţionară corespunzătoare noii valori a lui v_{EB}. Situaţia este ilustrată în figura 5.59, *d*, unde se presupune că t_2 este suficient de îndepărtat de t_1.

● Este necesar să căutăm o **concretizare a termenului de variaţie rapidă.** Vom observa mai întîi că pentru o distribuţie intermediară din figura 5.59, *c* curentul de emitor

$$i_E \cong i_{E,p} = -qA_J D_p \left.\frac{dp'_n}{dx}\right|_{x=0} \tag{5.181}$$

nu mai este aproximativ egal cu cel de colector

$$i_C = -qA_J D_p \left.\frac{dp'_n}{dx}\right|_{x=W}, \tag{5.182}$$

deoarece distribuţia nu mai este triunghiulară. Deducem că valoarea instantanee a curentului de bază $i_B(t) = i_E(t) - i_C(t)$ nu mai este neglijabilă. Curentul de bază mare este necesar pentru încărcarea rapidă a bazei cu sarcină (figura 5.59, *c*). Pentru ca modelul să se aplice este necesar ca $i_B(t)$ să rămînă mic şi în regim variabil. Vom cere atunci (orientativ) ca în relaţia (5.177) *termenul care corespunde componentei de încărcare să fie mic faţă de curentul de colector*, deci

$$\left|\frac{dq_F}{dt}\right| \ll \frac{q_F}{\tau_F} \tag{5.183}$$

sau

$$\left(\frac{1}{q_F}\left|\frac{dq_F}{dt}\right|\right) \ll \frac{1}{\tau_F} = \frac{\beta_F}{\tau_{BF}}, \tag{5.184}$$

ceea ce presupune o variaţie relativă limitată a lui q_F la scara de timp dată de τ_F(τ_{BF} poate fi de ordinul $10^{-8} \ldots 10^{-6}$ s). Limitarea introdusă de condiţia (5.184) nu este deci foarte severă, ceea ce explică de altfel utilizarea largă a modelului. Menţionăm în sfîrşit faptul că putem defini comportarea cvasistaţionară a tranzistorului (a nu se confunda cu „aranjarea" cvasistaţionară a sarcinii în bază, care are loc mult mai rapid) cerînd ca dq_F/dt din relaţia (5.177) să fie neglijabil. De aici rezultă

$$\left(\frac{1}{q_F}\left|\frac{dq_F}{dt}\right|\right) \ll \frac{1}{\tau_{BF}}. \tag{5.185}$$

5.7.4. Sarcină stocată în regiunile de sarcină spaţială

Capacitatea de barieră a joncţiunii *pn* a fost definită în legătură cu variaţia sarcinii din regiunea de barieră (de sarcină spaţială). În mod similar se vor introduce *capacităţile de barieră ale joncţiunilor tranzistorului*.

● Sarcina stocată în oricare dintre cele două părţi ale stratului dipolar **la joncţiunea emitorului** este o funcţie de tensiunea v_{EB}, care determină grosimea regiunii de sarcină spaţială (capitolul 3 şi paragraful 5.3.4). Vom nota cu q_{VE} diferenţa între valoarea sarcinii amintite pentru o valoare oarecare a tensiunii v_{EB} şi valoarea aceleiaşi sarcini corespunzătoare echili-

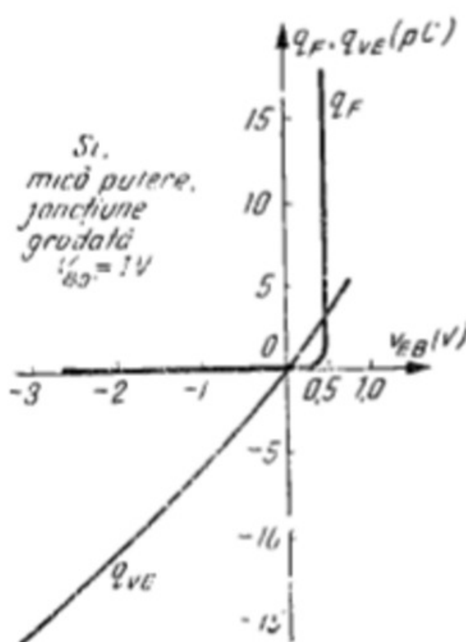


Fig. 5.60

brului termic ($v_{EB} = 0$). Deci $q_{VE} = q_{VE}(v_{EB})$ și $q_{VE}(0) = 0$.

Atunci cînd v_{EB} crește, q_{VE} (prin definiție pozitivă pentru $v_{EB} > 0$) crește. În mod corespunzător, un flux net de purtători majoritari trebuie să curgă în direcția stratului de sarcină spațială, de ambele părți, pentru a compensa sarcina spațială fixă din stratul de barieră (a cărui grosime se reduce cu creșterea lui v_{EB}). Acestui flux îi corespunde componenta dq_{VE}/dt a curentului de emitor. Aceasta se adaugă la componentele lui $i_E = i_C + i_B$ care rezultă din (5.176) și (5.177), astfel încît

$$i_E = \frac{dq_F}{dt} + \frac{q_F}{\tau_{BF}} + \frac{q_F}{\tau_F} + \frac{dq_{VE}}{dt}. \tag{5.186}$$

● **La joncțiunea colectorului** situația este analoagă. Și aici se definește $q_{VC} = q_{VC}(v_{CB})$, iar curentul suplimentar care intră în colector este dq_{VC}/dt. Cu convenția de semn pentru i_C putem scrie

$$i_C = \frac{q_F}{\tau_F} - \frac{dq_{VC}}{dt}. \tag{5.187}$$

Ca urmare

$$i_B = \frac{dq_F}{dt} + \frac{q_F}{\tau_{BF}} + \frac{dq_{VE}}{dt} + \frac{dq_{VC}}{dt}, \tag{5.188}$$

unde ultimii doi termeni corespund fluxului de electroni care neutralizează atomii donori ionizați pozitiv din porțiunile regiunilor de sarcină spațială care se extind în bază.

● **Capacitatea de barieră a emitorului.** q_{VE} are o dependență neliniară de v_{EB}, ilustrată de figura 5.60 (unde se reprezintă pentru comparație și $q_F = q_F(v_{EB})$. Ca urmare

$$\frac{dq_{VE}}{dt} = \frac{dq_{VE}}{dv_{EB}} \cdot \frac{dv_{EB}}{dt} = C_{bE}(v_{EB})\,\frac{dv_{EB}}{dt}, \tag{5.189}$$

unde *capacitatea de barieră a emitorului*

$$C_{bE} = \frac{dq_{VE}}{dv_{EB}} = C_{bE}(v_{EB}). \tag{5.190}$$

este neliniară. În practică ea poate fi însă aproximată cu o constantă deoarece variația $q_{VE} = q_{VE}(v_{EB})$ nu este puternic neliniară.

● Similar se definește **capacitatea de barieră a colectorului** C_{bC}.

○ **Notă.** Dependențele $q_{VE}(v_{EB})$ și $q_F(v_{EB})$ din figura 5.60 sînt tipice pentru un tranzistor cu siliciu de mică putere (calculele sînt fă-

cute pentru o joncţiune gradată liniar — v. capitolul 3). Se observă că pentru $v_{EB} > 0{,}5$V variaţia lui q_F cu v_{EB} este mult mai importantă decît variaţia lui q_{VE}. Ca urmare, curentul corespunzător încărcării capacităţii de barieră a joncţiunii se poate neglija atunci cînd joncţiunea este deschisă apreciabil. Dacă $v_{EB} < 0{,}45$ V, dimpotrivă, se poate neglija curentul de încărcare a bazei neutre.

5.7.5. Observaţii finale

● **Modelul aplicat tranzistorului** *npn* este descris de **ecuaţiile:**

$$q_F = \frac{1}{2}qA_jWn_{p0}\left[\exp\left(\frac{qv_{BE}}{kT}\right) - 1\right]; \tag{5.191}$$

$$i_C = \frac{q_F}{\tau_F} - \frac{dq_{VC}}{dt}; \tag{5.192}$$

$$i_E = \frac{dq_F}{dt} + \frac{q_F}{\tau_{FB}} + \frac{q_F}{\tau_F} + \frac{dq_{VE}}{dt}; \tag{5.193}$$

$$i_B = \frac{dq_F}{dt} + \frac{q_F}{\tau_{FB}} + \frac{dq_{VE}}{dt} + \frac{dq_{VC}}{dt} \tag{5.194}$$

○ **Observaţie.** Se schimbă sensul pentru curenţi, dar şi semnul pentru dq_{VE}/dt, dq_{VC}/dt, deoarece purtătorii de sarcină majoritari care încarcă sau descarcă regiunea de sarcină spaţială au semn opus; ca urmare, ecuaţiile (5.192) — (5.194) arată la fel ca (5.186) — (5.188).

Ecuaţiile prezentate sînt valabile atît timp cît joncţiunea colectorului este blocată. Ele se aplică în regiunea activă normală şi (cu $q_F \cong 0$) în regiunea de blocare, dar nu sînt valabile în regiunea de saturaţie (a se vedea capitolul 11).

● **Utilitatea modelului.** Popularitatea acestui model se explică prin dependenţa liniară stabilită între curenţi şi sarcini. El se foloseşte la *studiul comutării tranzistorului*. Faptul că i_E şi i_B pot fi determinaţi de circuit (de pildă se poate aplica o treaptă a curentului $i_B(t)$) este o circumstanţă favorabilă. Modelul se aplică uşor deoarece putem corela starea tranzistorului cu sarcina din bază, q_F(i_C este proporţional cu q_F). Prezenţa capacităţilor de barieră complică problema. Dacă se ţine seama şi de neliniaritatea acestor capacităţi, atunci trebuie folosit calculatorul.

Modelul poate fi un bun start şi pentru *analiza comportării la semnale mici*.

5.8. CIRCUITUL ECHIVALENT „NATURAL" PENTRU FUNCŢIONAREA LA SEMNALE MICI

5.8.1. Modelarea răspunsului la semnal mic pe baza fenomenelor care au loc în regiunile neutre

Am văzut că i_E şi i_C au fost exprimaţi în funcţie de v_{EB} şi v_{CB} fie direct (modelul Ebers-Moll), fie prin intermediul sarcinilor din tranzistor (modelul de control prin sarcină). În cele ce urmează vom considera variaţii ale ten-

siunilor Δv_{EB}, Δv_{CB} (semnale), pe care le vom corela cu variațiile pe care le determină asupra curenților (Δi_E, Δi_C). Se va obține un model tip circuit echivalent dacă aceste variații sînt suficient de mici pentru a liniariza dependența puternic neliniară a curenților de tensiunea pe joncțiunile deschise. De fapt *nu ne va interesa decît funcționarea tranzistorului în regiunea activă normală,* acolo unde se pune problema de a amplifica semnalul (fără a introduce distorsiuni ale formei acestuia).

● Presupunem

$$v_{EB} = V_{EB} + \Delta v_{EB} \tag{5.195}$$

și *evaluăm* **efectul perturbației** Δv_{EB} aplicate tensiunii continue V_{EB}. Calitativ, efectul lui Δv_{EB} este arătat în figura 5.61. Aici $W = const$ (ignorăm pentru moment modularea grosimii bazei), iar

$$\begin{aligned} p_n'(0) &= p_{n0}\left[\left(\exp\frac{qV_{EB}}{kT}\right)\left(\exp\frac{q\Delta v_{EB}}{kT}\right) - 1\right] \cong \\ &\cong p_{n0}\left[\exp\left(\frac{qV_{EB}}{kT}\right) - 1\right] + p_{n0}\frac{q\Delta v_{EB}}{kT}\exp\left(\frac{qV_{EB}}{kT}\right) \end{aligned} \tag{5.196}$$

dacă

$$\Delta v_{EB} \ll \frac{kT}{q} \text{ (semnal mic)} \tag{5.197}$$

și $\exp\left(q\dfrac{\Delta v_{EB}}{kT}\right)$ se poate dezvolta în serie reținînd primii doi termeni. Prin această *liniarizare* obținem *o perturbație a concentrației proporțională cu perturbația tensiunii :*

$$\Delta p_n'(0) = p_n(0)\cdot\frac{q}{kT}\Delta v_{EB}. \tag{5.198}$$

Această modificare a concentrației a purtătorilor minoritari injectați ($x=0$) în bază neutră are următoarele efecte :

— crește panta distribuției (fig. 5.61), deci crește curentul de colector cu o cantitate

$$\Delta i_C = g_m \Delta v_{EB}, \tag{5.199}$$

ceea ce se exprimă printr-un generator de curent comandat în circuitul echivalent din figura 5.62 ;

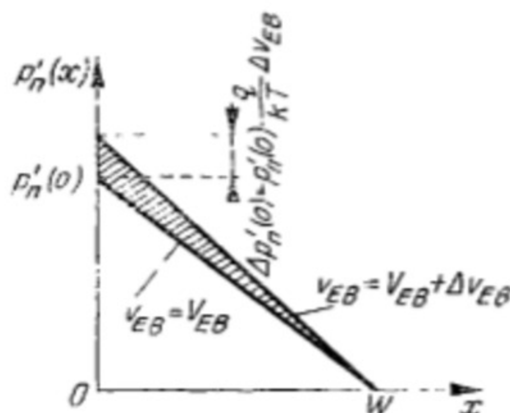


Fig. 5.61

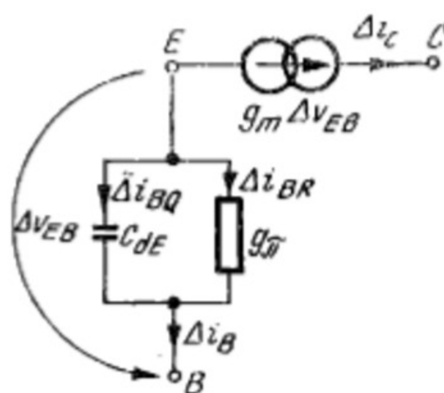


Fig. 5.62

— crește sarcina de purtători minoritari stocată în bază, q_B, cu o cantitate proporțională cu aria hașurată în figura 5.61; se poate scrie relația

$$\Delta q_B = C_{dE} \Delta v_{EB}, \tag{5.200}$$

unde C_{dE} (fig. 5.62) este *capacitatea de difuzie a emitorului* (asociată încărcării bazei prin difuzie peste joncțiunea de emitor). Această capacitate se încarcă printr-un curent de bază

$$\Delta i_{BQ} = \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}(\Delta q_B) = C_{dE} \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}(\Delta v_{EB}); \tag{5.201}$$

— crește curentul de bază și datorită nacesității susținerii unei recombinări sporite atît în baza neutră, cît și în regiunea neutră a emitorului. Acestui fenomen îi corespunde o conductanță g_π (fig. 5.62)

$$\Delta i_{BR} = g_\pi \Delta v_{EB}. \tag{5.202}$$

● **Ecuațiile de semnal mic.** În cele ce urmează *vom evalua* g_m, g_π și C_{dE} pe baza aproximației triunghiulare pentru distribuția purtătorilor în exces în bază, fără a uita că Δv_{EB} trebuie să nu aibă o variație prea rapidă (se va reveni).

Panta tranzistorului, g_m. Scriem $i_C = -qA_J D_p \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}x} p_n' \cong +qA_J D_p \frac{p_n'(0)}{W}$ și observăm că o perturbație $\Delta p_n'(0)$ are drept efect (relația 5.198)

$$\Delta i_C = qA_J D_p \frac{p_n'(0)}{W} \cdot \frac{q}{kT} \Delta v_{EB} = \frac{qI_C}{kT} \Delta v_{EB}, \tag{5.203}$$

unde I_C este componenta continuă a curentului de colector. Din (5.199) și (5.203) rezultă

$$g_m = \frac{qI_C}{kT} \tag{5.204}$$

(care a fost de fapt definită și în paragraful 5.1.2). La temperatura camerei, cu $kT/q \cong 0{,}025$ V, găsim $g_m = 40 I_C$, unde g_m se exprimă în mA/V, iar I_C în mA.

Capacitatea de difuzie a emitorului, C_{dE}. Variația sarcinii stocate în exces în baza neutră este (aria hașurată în figura 5.61):

$$\Delta q_B = qA_J \left[\frac{1}{2} \Delta p_n'(0) W \right]. \tag{5.205}$$

Aici vom folosi din nou ecuația (5.198) și vom exprima $p_n'(0)$ în funcție de I_C și apoi de g_m. Se obține

$$\Delta q_B = \frac{qA_J W}{2} \cdot \frac{q \Delta v_{EB}}{kT} \cdot \frac{I_C W}{qA_J D_p} = C_{dE} \Delta v_{EB}, \tag{5.206}$$

unde (relațiile 5.176 și 5.204)

$$C_{dE} = \frac{qI_C}{kT} \cdot \frac{W^2}{2D_p} = g_m \frac{W^2}{2D_p} = g_m \tau_F. \tag{5.207}$$

Dacă revenim la ecuația (5.177) a „metodei sarcinii", constatăm că Δi_{BQ} (curentul care încarcă capacitatea C_{dE}) corespunde componentei dq_B/dt a curentului de bază ($q_F = q_B$).

Conductanța g_π. În sfîrșit, Δi_{BR}, variația curentului de bază care corespunde unei recombinări sporite în regiunile neutre alăturate joncțiunii emitorului, poate fi calculată dacă observăm că ea este asociată primei componente a curentului de bază din ecuația (5.177). Putem scrie

$$\Delta i_{BR} = \frac{\Delta q_F}{\tau_{BF}} = \frac{\Delta q_B}{\tau_{BF}} = \frac{C_{dE}\Delta v_{EB}}{\tau_{BF}}. \tag{5.208}$$

Comparînd relațiile (5.179), (5.202), (5.207) și (5.208), obținem

$$g_\pi = \frac{C_{dE}}{\tau_{BF}} = \frac{g_m \tau_F}{\tau_{BF}} = \frac{g_F}{\beta_n}. \tag{5.209}$$

Constatăm astfel cum ecuațiile (5.176) și (5.177) se transformă în *ecuațiile „de semnal mic"*:

$$\Delta i_C = \frac{\Delta q_F}{\tau_F} = \frac{\Delta q_B}{\tau_F} = \frac{C_{dE}\Delta v_{EB}}{\tau_F} = g_m \Delta v_{EB}; \tag{5.210}$$

$$\Delta i_B = \frac{\Delta q_B}{\tau_{FB}} + \frac{d}{dt}(\Delta q_B) = g_\pi \Delta v_{EB} + C_{dE}\frac{d}{dt}(\Delta v_{EB}), \tag{5.211}$$

care definesc circuitul echivalent din figura 5.62.

○ **Precizare.** Modelul dezvoltat în acest paragraf este un caz particular (liniarizat pentru semnale mici) al modelului dezvoltat în paragrafele 5.7.2 și 5.7.3.

5.8.2. Completarea circuitului echivalent al tranzistorului

● Reluînd ecuațiile (5.187) și (5.188) care **țin seama și de sarcina stocată în regiunile de barieră,** putem scrie

$$\Delta i_C = g_m \Delta v_{EB} - C_{bC}\frac{d}{dt}(\Delta v_{CB}); \tag{5.212}$$

$$\Delta i_B = g_\pi \Delta v_{EB} + C_{dE}\frac{d}{dt}(\Delta v_{EB}) + C_{bE}\frac{d}{dt}(\Delta v_{EB}) + C_{bC}\frac{d}{dt}(\Delta v_{CB}). \tag{5.213}$$

Circuitul din figura 5.62,*a* a fost redesenat în figura 5.63 completat cu C_{bE}, C_{bC}. Același circuit este redesenat în figura 5.64 așezat puțin altfel (sugerînd conexiunea emitor comun). Semnalele electrice din circuit sînt reprezentate acum sub formă de fazori (mărimi complexe).

● O altă completare a modelului de semnal mic al tranzistorului este legată de **luarea în considerare a efectelor care le produce modularea grosimii bazei efective.** Unul dintre aceste efecte este de pildă apariția unei conductanțe de ieșire între colector și emitor (generatorul de curent

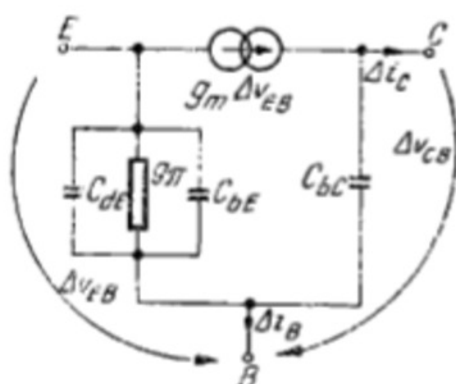


Fig. 5.63

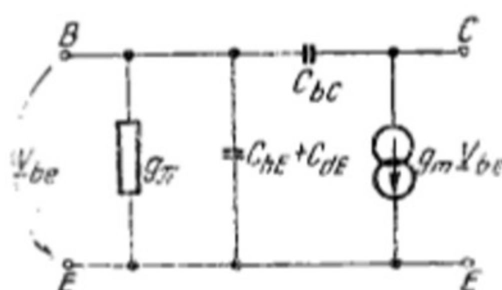


Fig. 5.64

capătă o rezistență internă). Și acest fenomen (a cărui discuție o amînăm pentru paragraful următor) face parte dintre acelea pe care le considerăm legate în mod esențial de funcționarea tranzistorului: ele corespund așa-numitului *tranzistor intern*.

● Există însă și **elemente extrinseci,** asociate particularităților constructive ale tranzistorului. Unul dintre aceste elemente este *rezistența bazei*, care corespunde (după cum am mai arătat) căderii de tensiune transversale pe zona rezistivă și îngustă a bazei (fig. 5.65). Datorită acestei rezistențe polarizarea directă a joncțiunii emitorului este mai slabă în planul median al dispozitivului decît pe regiunile exterioare ale joncțiunii emitor-bază. De aici rezultă o distribuție neuniformă a curentului de goluri care curge longitudinal de la emitor la colector. Curentul va fi aglomerat spre regiunile exterioare ale bazei (la marginea emitorului). Fenomenul este cu atît mai pregnant cu cît tranzistorul lucrează la curenți mai mari (căderea de tensiune-transversală este mai importantă).

Aglomerarea curentului de emitor nu poate fi inclusă în modelul unidimensional. Efectul căderii de tensiune transversale este modelat rudi-

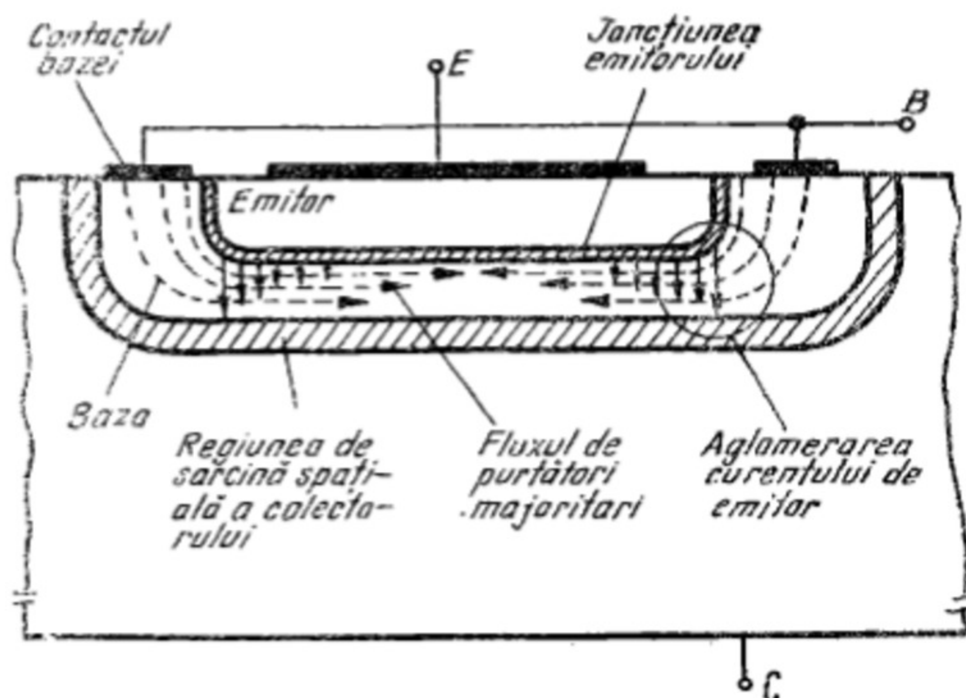


Fig. 5.65

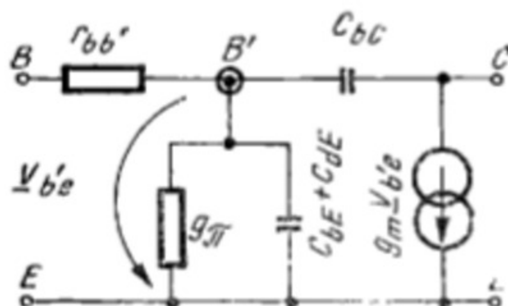


Fig. 5.66

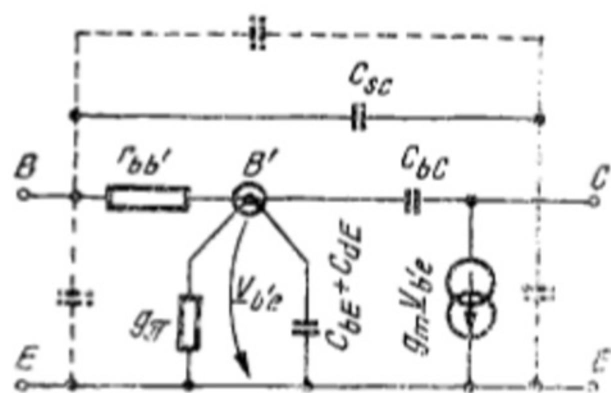


Fig. 5.67

mentar cu o rezistență $r_{bb'}$ introdusă în circuitul echivalent între bază și un punct fictiv B' (o bază „internă"), ca în figura 5.66. De fapt, rezistența bazei cuprinde în serie o rezistență extrinsecă (corespunzătoare bazei neacoperite de emitor) și alta distribuită (corespunzătoare zonei active a bazei)*.

Figura 5.65 mai sugerează că și capacitatea-colector-bază trebuie să se împartă în două. Capacitatea C_{bC} corespunde de fapt regiunii active a bazei și ea se încarcă prin $r_{bb'}$. În afară de aceasta mai există o *capacitate de sarcină spațială a colectorului extrinsecă* C_{sc}, care corespunde acelei părți a colectorului situate în afara regiunii active, adică direct sub bază. Această capacitate se numește *capacitate de suprapunere* (overlap) și se conectează în schemă direct la borna exterioară (fig. 5.67).

De fapt, între toate perechile de borne exterioare apar capacități parazite (reprezentate cu linie întreruptă).

5.8.3. Efectul modulării grosimii bazei

Considerăm în continuare un tranzistor *pnp* polarizat în regiunea activă normală. Densitatea purtătorilor minoritari în exces la joncțiunea colectorului va fi considerată în continuare nulă ($p_n'(W) \cong 0$). Se va considera însă $W = W(v_{CB})$ (paragraful 5.3.4). Efectul variației lui W cu v_{CB} este ilustrat în figura 5.68, *a*.

Distribuția triunghiulară este reluată în figura 5.68, *b*. Se sugerează că în locul variației reale a lui W cu v_{CB} se poate presupune că W rămîne constant, iar concentrația $p_n'(W)$ se modifică cu $\Delta p_n'(W)$. Aici ($\Delta W \ll \ll W$)

$$\frac{\Delta p_n'(W)}{\Delta W} = \frac{p_n'(0)}{W + \Delta W} \cong \frac{p_n'(0)}{W}, \tag{5.214}$$

de unde rezultă $\Delta p_n'(W)$. Într-adevăr, panta distribuției fictive este aceeași cu cea a distribuției reale. O eroare se face în evaluarea variației sarcinii

* Rezistența incrementală (de semnal mic) diferă de rezistența de curent continuu (este mai mică), deoarece aceasta din urmă depinde de curent (scade cu creșterea curentului). De asemenea, $r_{bb'}$ nu este constantă cu frecvența.

totale injectate în bază (fig. 5.68, *b*) dar sarcina neglijată (aria dublu haşurată) este o mărime mică, de ordinul al doilea în raport cu ΔW. Pentru mici variaţii Δv_{CB} *

$$\Delta W = \frac{\partial W}{\partial v_{CB}} \Delta v_{CB} \quad (5.215)$$

şi

$$p_n'(W) = \frac{p_n'(0)}{W} \Delta W = \frac{p_n'(0)}{W} \cdot \frac{\partial W}{\partial v_{CB}} \Delta v_{CB}. \quad (5.216)$$

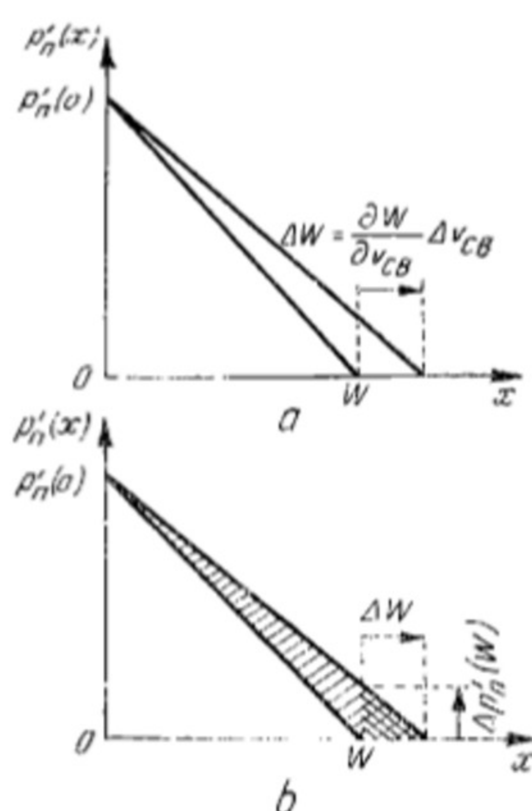


Fig. 5.68

Acest rezultat va fi comparat cu formula (5.198). Putem scrie

$$p_n'(W) = p_n'(0) \frac{q}{kT}\left(\frac{kT}{q} \cdot \frac{1}{W} \cdot \frac{\partial W}{\partial v_{CB}}\right) \cdot \quad (5.217)$$

$$\cdot \Delta v_{CB} = p_n'(0) \frac{q}{kT} \eta \Delta v_{CB},$$

unde

$$\eta = \frac{kT}{q} \cdot \frac{1}{W} \cdot \frac{\partial W}{\partial v_{CB}} > 0 \quad (5.218)$$

este *factorul de modulare a grosimii bazei*. Se poate afirma că efectul variaţiei tensiunii de colector (Δv_{CB}) este similar cu cel al variaţiei tensiunii de emitor (Δv_{EB}), dar este multiplicat cu factorul η. Acest factor este mult subunitar (cuprins între 10^{-5} şi 10^{-3}). Ca urmare, *efectul variaţiei tensiunii de colector asupra distribuţiei purtătorilor în bază este sensibil mai mic decît cel al tensiunii de emitor*. Primul efect devine comparabil cu ultimul numai dacă Δv_{CB} este foarte mare în raport cu Δv_{EB} şi anume amplificarea în tensiune este mare, comparabilă cu $1/\eta$.

În condiţii de semnal mic ($\Delta v_{EB} \ll kT/q$ şi $\Delta W \ll W$) efectul lui Δv_{EB} şi cel al lui Δv_{CB} se combină liniar. Astfel variaţia curentului de colector (modificarea pantei distribuţiei) este

$$\Delta i_C \cong \frac{qA_J D_p}{W} [\Delta p_n'(0) - \Delta p_n'(W)] = \frac{qA_J D_p}{W} \cdot \frac{q}{kT} (\Delta v_{EB} - \Delta v_{CB}) = \quad (5.219)$$

$$= \frac{q}{kT} I_C(\Delta v_{EB} - \eta \Delta v_{CB}) = g_m \Delta v_{EB} - \eta g_m \Delta v_{CB}.$$

* De această dată variaţiile nu mai trebuie să fie mici faţă de kT/q, ci este vorba de aproximarea curbei $W = W(v_{CB})$ prin tangentă.

În mod similar se modifică aria delimitată de distribuţie (sarcina totală stocată în bază). Ecuaţia (5.211) se va înlocui cu

$$\Delta i_B = g_\pi \Delta v_{EB} + C_{dE} \frac{d}{dt}(\Delta v_{EB}) + \eta g_\pi \Delta v_{CB} + \eta C_{dE} \frac{d}{dt}(\Delta v_{CB}). \tag{5.220}$$

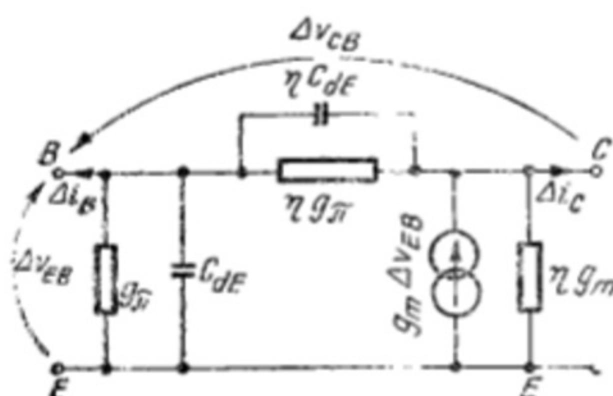


Fig. 5.69

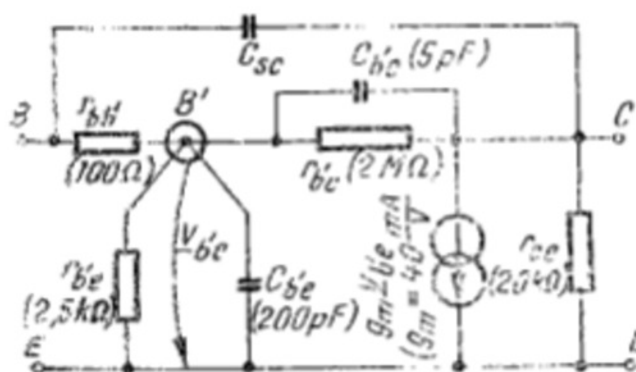


Fig. 5.70

Circuitul echivalent din figura 5.62 va fi înlocuit cu cel din figura 5.69. Aici nu sînt modelate decît exclusiv fenomenele din regiunile neutre.

Circuitul echivalent complet trebuie să includă de asemenea r_{bb}, C_{bE}, C_{bC}, precum şi C_{se} (fig. 5.67). Ţinînd seama şi de modularea grosimii bazei (fig. 5.68), obţinem *circuitul echivalent complet* din figura 5.70. Aici, pentru simplificare, am făcut noi notaţii, şi anume

$$\frac{1}{r_{b'e}} = g_{b'e} \equiv g_\pi ; \tag{5.221}$$

$$C_{b'e} = C_{dE} + C_{bE} \cong C_{dE} ; \tag{5.222}$$

$$C_{b'C} = \eta C_{dE} + C_{bC} \cong C_{bC} ; \tag{5.223}$$

$$g_{b'c} = \eta g_{b'e} = \frac{1}{r_{b'c}} ; \tag{5.224}$$

$$g_{ce} = \eta g_m = \frac{1}{r_{ce}} . \tag{5.225}$$

În relaţia (5.221) am neglijat capacitatea de barieră faţă de cea de difuzie deoarece joncţiunea emitorului este puternic deschisă. În relaţia (5.223), dimpotrivă, capacitatea de barieră C_{bC} predomină.

Tot pe figura 5.70 apar şi valori reprezentative ale parametrilor pentru un tranzistor de mică putere cu siliciu ($I_C = 1$ mA).

○ **Notă.** Circuitul echivalent al tranzistorului *npn* este exact acelaşi. ●

Circuitul echivalent prezentat se numeşte *circuit echivalent natural** deoarece elementele sale au fost deduse în strînsă legătură cu fenomenele fizice care au loc în dispozitiv.

Dependenţa principalilor parametri ai circuitului echivalent natural de condiţiile de lucru (punct static de funcţionare, temperatură) este discutată în Anexa 5.3.

---

* Mai poartă şi numele de *circuit echivalent de tip Giacoletto.*

5.9. EXEMPLE DE UTILIZARE A CIRCUITULUI ECHIVALENT LA FRECVENȚE JOASE

5.9.1. Etaj de amplificare cu emitorul comun

Figura 5.71,*a* arată un etaj *EC*, figura 5.71,*b* — caracteristica de transfer $i_C = i_C(v_{BE})$ a tranzistorului, iar figura 5.71,*c* — caracteristica de transfer $v_O = v_O(v_I)$ a etajului unde v_O este tensiunea de ieșire. Presupunem că

$$v_I(t) = V_I + v_i(t), \qquad (5.226)$$

unde V_I este componenta continuă, iar $v_i(t)$ — componenta variabilă a tensiunii de la intrarea etajului.

Răspunsul în curent continuu ($v_i(t) = 0$) se deduce ușor de pe caracteristica de transfer $V_O = v_O(V_I)$ (fig. 5.71, *c*).

Răspunsul $v_O(t)$ ar putea fi dedus punct cu punct de pe caracteristica de transfer. Procedeul grafic este greoi, în special pentru circuite mai complicate. Calculul analitic este și el dificil datorită neliniarității caracteristicilor (sînt necesare tehnici numerice). O situație mai simplă și care se dovedește de considerabilă importanță practică este aceea în care se lucrează într-o *zonă limitată a caracteristicii de transfer*, zonă care *poate fi aproximată printr-un segment de dreaptă*.

● **Modul de calcul al răspunsului** $v_o(t)$ este următorul. Se calculează mai întîi *punctul static de funcționare*, anulînd pentru moment componenta variabilă (semnalul), $v_i(t) = 0$.

În a doua etapă se calculează răspunsul la semnal folosind aproximarea liniară a caracteristicii de transfer în jurul punctului static de funcționare.

De fapt nu este nevoie să determinăm caracteristica de transfer a circuitului ca atare; exact același calcul se poate face aproximînd liniar (pentru semnale suficient de mici) caracteristica dispozitivului electronic. Răspunsul liniar al dispozitivului poate fi însă calculat direct pe baza circuitului echivalent.

● **Circuitul echivalent la frecvențe joase pentru tranzistorul bipolar** este cel din figura 5.72, *a* (au dispărut toate capacitățile din schema originală). Un calcul simplificat se poate face neglijînd rezistențele $r_{b'c} = g_{b'c}^{-1}$ și $r_{ce} = g_{ce}^{-1}$ care corespund modulării grosimii bazei (fig. 5.72, *b*).

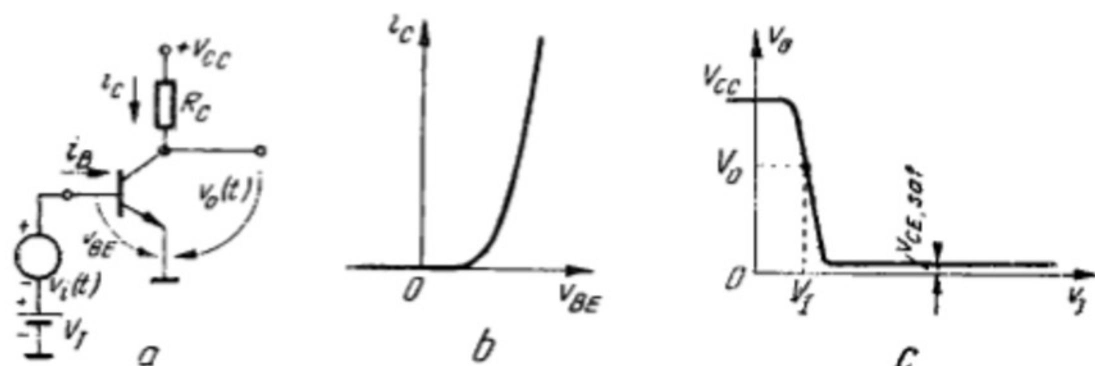


Fig. 5.71

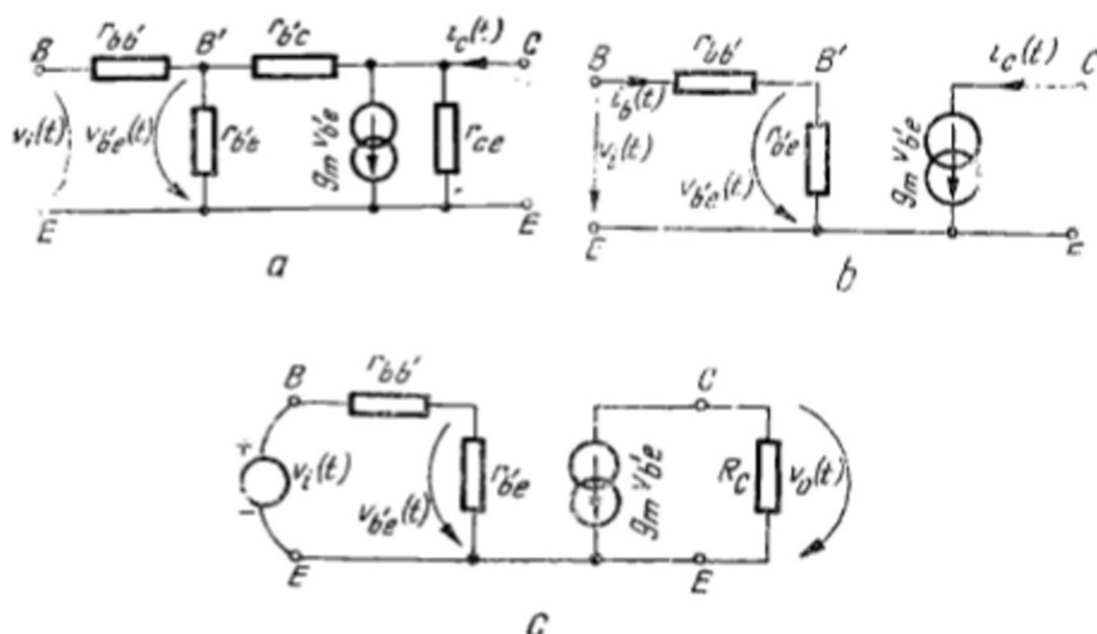


Fig. 5.72

Schema echivalentă de semnal mic pentru întregul circuit din figura 5.71, *a* apare în figura 5.72, *c* (sursa de alimentare V_{CC} este un scurtcircuit pentru semnal). Găsim succesiv

$$v_o(t) = -R_C i_c(t) = -R_C g_m v_{b'e}(t)\ ; \tag{5.227}$$

$$v_{b'e}(t) = v_i(t)\,\frac{r_{b'e}}{r_{b'e} + r_{bb'}} \tag{5.228}$$

şi **amplificarea în tensiune** este

$$A_V = \frac{v_O(t)}{v_i(t)} = -\frac{g_m r_{b'e} R_C}{r_{b'e} + r_{bb'}}. \tag{5.229}$$

Etajul prezentat **amplifică şi în curent.** Va trebui să ne închipuim că circuitul este atacat cu un generator ideal de curent, $i_b(t)$. Avem

$$A_I = \frac{i_c(t)}{i_b(t)} = \frac{g_m v_{b'e}(t)}{g_{b'e} v_{b'e}(t)} = g_m r_{b'e} = \beta_F. \tag{5.230}$$

Potrivit acestui rezultat, amplificarea de curent la semnal mic este identică cu amplificarea de curent la semnal mare. Deşi pare perfect normal, acest rezultat este de fapt ... inexact deoarece β_F nu este o constantă, ci depinde de curent, ceea ce face ca amplificarea de semnal mic să difere de β_F. Ignorînd deocamdată această diferenţă, găsim $\beta_F = g_m r_{b'e} = 80 \cdot 0{,}95 = 76$.

Este uşor de văzut că **amplificarea în putere** este (semnal sinusoidal)

$$A_p = \frac{\textit{putere de semnal debitate în } R_L}{\textit{putere generată de sursa de semnal}} = |A_V||A_I| \tag{5.231}$$

şi, în cazul particular considerat mai sus, are valoarea $A_p = 228 \cdot 76 = 17\,328 \cong 1{,}73 \cdot 10^4$. Amplificarea în putere este enormă (puterea absorbită de la sursa de semnal este cu totul neglijabilă faţă de cea debitată

de tranzistor în sarcină). Desigur că *tranzistorul preia putere de la sursa de curent continuu ($+V_{CC}$) și o transformă în putere de curent alternativ (de semnal).*

Pentru a înțelege mai bine lucrurile vom face *bilanțul energetic în circuitul de colector.* În absența semnalului,

$$V_{CC} = V_{CE} + R_L I_C ; \qquad (5.232)$$

multiplicînd prin I_C găsim

$$\underbrace{V_{CC} I_C}_{\substack{\text{puterea}\\ \text{absorbită}\\ \text{de la sursa}\\ \text{de ali-}\\ \text{mentare}}} = \underbrace{V_{CE} I_C}_{\substack{\text{puterea}\\ \text{disipată}\\ \text{pe}\\ \text{tranzistor}}} + \underbrace{R_L I_C^2}_{\substack{\text{puterea}\\ \text{disipată}\\ \text{pe } R_L}}. \qquad (5.233)$$

În prezența semnalului alternativ, puterea de curent alternativ disipată pe R_L (medie pe o perioadă) trebuie să fie $\frac{1}{2} R_L I_c^2$, unde I_c este amplitudinea curentului alternativ de colector. Cum puterea absorbită de la sursă nu poate fi decît tot $V_{CC} I_C$, bilanțul puterilor va fi

$$\underbrace{V_{CC} I_C}_{\substack{\text{Putere}\\ \text{absorbită}\\ \text{de la sursă}}} = \underbrace{V_{CE} I_C - \frac{1}{2} R_L I_c^2}_{\substack{\text{putere disipată pe}\\ \text{tranzistor}}} + \underbrace{\frac{1}{2} R_L I_c^2 + R_L I_C^2}_{\substack{\text{putere disipată}\\ \text{în } R_L}}, \qquad (5.234)$$

ceea ce ne indică faptul că puterea medie disipată pe tranzistor se micșorează la apariția semnalului exact cu puterea de curent alternativ (utilă) debitată în sarcină. Acest fenomen este caracteristic funcționării tranzistorului ca *ventil de comandă* care controlează pur și simplu puterea instantanee pe care sursa de curent continuu o debitează la un moment dat în rezistența de sarcină. Se intuiește ușor că *randamentul transformării puterii absorbite de la sursa de curent continuu în putere de semnal pe sarcină crește cu creșterea amplitudinii semnalului.* Limitarea amplitudinii semnalului va fi discutată în paragraful următor.

5.9.2. Caracteristica dinamică și limitarea amplitudinii semnalului

● În figura 5.73, *a* apare o **schemă mai practică de amplificator cu tranzistor în conexiunea EC.** Schema de polarizare este cea din **figura** 5.29. Generatorul de semnal alternativ are rezistență internă R_G **și** este separat de etajul propriu-zis printr-o capacitate de blocare a componentei continue (sau de cuplaj), C_B. Sarcina R_L este conectată în colector prin capacitatea C_L. În sfîrșit, rezistența R_E (care stabilizează punctul static prin reacție de curent) este *decuplată* în curent alternativ prin capacitatea C_E, de valoare suficient de mare pentru a se comporta ca un scurtcircuit la frecvențele de interes. Și capacitățile de cuplaj C_B și C_L trebuie să se comporte tot ca niște scurtcircuite.

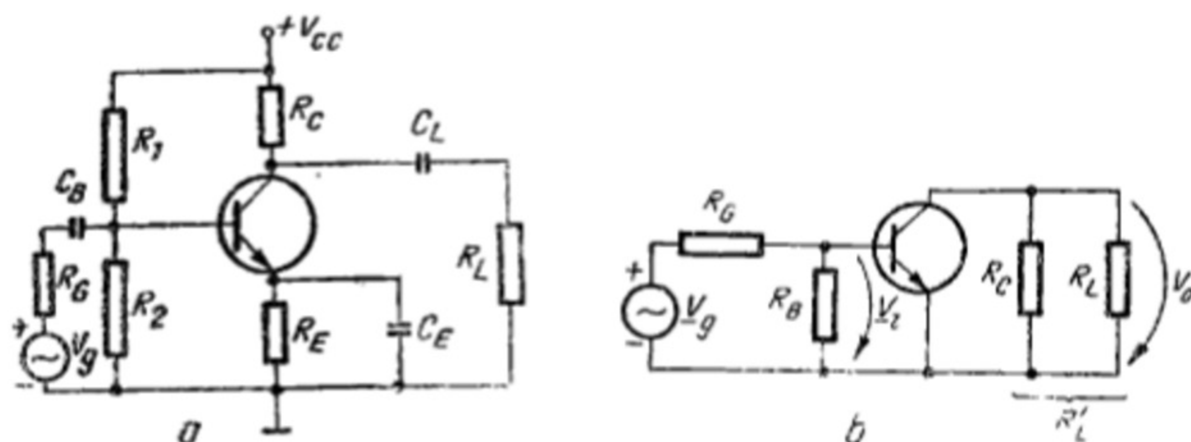


Fig. 5.73

● **Schema echivalentă de curent alternativ** apare în figura 5.73, *b* (tranzistorul nu a fost încă înlocuit cu circuitul său echivalent). În acest stadiu putem aplica rezultatul obținut în paragraful precedent, cu unele corecții sau modificări. Sarcina totală în colector va fi

$$R'_L = \frac{R_L R_C}{R_L + R_C} \tag{5.235}$$

în locul lui R_L din formula (5.252). Rezistența echivalentă din bază

$$R_B = \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2} \tag{5.236}$$

ar putea fi înglobată în generator (cu teorema Thévenin), obținînd o rezistență

$$R'_G = \frac{R_G R_B}{R_G + R_B}, \tag{5.237}$$

care trebuie adăugată la $r_{bb'}$ în formula (5.229). Amplificarea A'_V calculată cu aceste modificări ar fi de fapt $-V_0/V'_g$ unde

$$V'_g = \frac{R_B}{R_B + R_G} V_g. \tag{5.238}$$

Neglijînd pentru simplitate $R_B \gg R_G$, obținem amplificarea de tensiune*

$$A_{V,g} = \frac{V_0}{V_g} \cong -\frac{g_m r_{b'e}}{r_{bb'} + R_G + r_{b'e}} \cdot \frac{R_L R_C}{R_L + R_C}. \tag{5.239}$$

Fără îndoială, același rezultat se obține înlocuind tranzistorul cu circuitul său echivalent și efectuînd direct calculele.

Se observă că $|A_V|$ este mai mică decît în situația anterioară, deoarece:

— generatorul de tensiune nu este ideal ($R_G \neq 0$) și tensiunea efectiv aplicată la intrarea tranzistorului este mai mică decît cea pe care o poate da generatorul lucrînd în gol;

---

* Această amplificare este calculată în raport cu tensiunea maximă pe care o poate furniza generatorul de semnal (tensiunea în gol V_g).

— rezistența de sarcină efectivă a tranzistorului este micșorată prin punerea în paralel a sarcinii propriu-zise, R_L, cu rezistența din colector, R_C. Această din urmă rezistență nu poate fi prea mare, deoarece (la un curent I_C dat) crește căderea de tensiune continuă corespunzătoare. Micșorarea curentului de polarizare I_C ar antrena scăderea lui g_m etc.

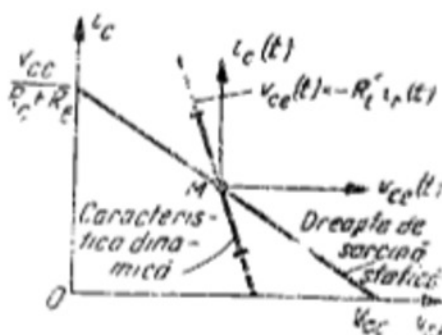


Fig. 5.74

● Figura 5.74 reprezintă **dreapta de sarcină statică**; aceasta are ecuația

$$V_{CC} = v_{CE} + i_C R_C + i_E R_E \cong v_{CE} + (R_C + R_E) i_C \tag{5.240}$$

(deoarece $i_E \cong i_C$).

● Punctul instantaneu de funcționare cu coordonatele $i_C(t)$ și $v_{CE}(t)$ descrie așa-numita **caracteristică dinamică**, care nu mai coincide aici cu dreapta de sarcină statică. Scriem:

$$\begin{aligned} i_C(t) &= I_C + i_c(t); \\ v_{CE}(t) &= V_{CE} + v_{ce}(t). \end{aligned} \tag{5.241}$$

Dacă se liniarizează caracteristicile dispozitivului în jurul punctului static de funcționare (I_C, V_{CE}), atunci valoarea medie a mărimilor electrice (care, bineînțeles, nu depășesc limitele regiunilor liniare considerate) nu depinde de amplitudinea semnalului deci este aceeași ca la semnal zero (punctul mediu de funcționare în regim variabil coincide cu punctul static de funcționare în absența semnalului). În această situație se poate reprezenta locul geometric al punctului instantaneu de funcționare în planul $i_c(t) - v_{ce}(t)$, plan definit de un sistem rectangular de axe paralele cu $i_C - v_{CE}$ și cu origina în punctul static de funcționare. Ecuația ***dreptei de sarcină dinamice*** din acest nou plan este

$$v_{ce}(t) = -R_L' i_c(t). \tag{5.242}$$

Caracteristica dinamică propriu-zisă este un *segment* al acestei drepte, segment a cărui lungime depinde de amplitudinea semnalului.

Pentru a delimita caracteristica dinamică este necesar să cunoaștem amplitudinea oscilațiilor semnalului. Să presupunem că acest semnal este sinusoidal. Atunci ar fi posibil să determinăm cu formula (5.242) amplitudinea semnalului de ieșire V_0 care este chiar jumătatea proiecției caracteristicii dinamice pe axa orizontală. Acest mod de calcul, bazat pe liniarizarea caracteristicilor, se poate dovedi însă inadecvat dacă amplitudinea semnalului este relativ mare și se face simțită neliniaritatea caracteristicilor.

Calculul „exact" este, în principiu, **calculul pe caracteristici** (în practică apar erori datorită reprezentării grafice și interpolării, fără a ne mai referi la faptul că în catalog se dau caracteristici „tipice", orientative). Dacă admitem spre exemplu $(R_g \gg R_G)$

$$i_b(t) = \frac{v_g(t) - v_{be}(t)}{R_G} \cong \frac{v_g(t)}{R_G}, \tag{5.243}$$

atunci o tensiune $v_g(t)$ sinusoidală determină un $i_b(t)$ aproximativ sinusoidal. Această excitație în curent va da totuși un $i_c(t)$ nedistorsionat

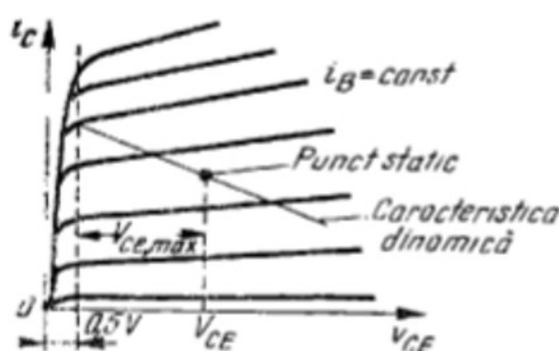


Fig. 5.75

dacă curbele $i_B = const.$ sînt paralele şi echidistante (ceea ce nu este cazul în realitate). În afara acestor distorsiuni pe caracteristicile de ieşire, pot apărea distorsiuni şi pe caracteristica de intrare (i_B depinde puternic de v_{BE} şi, într-o oarecare măsură, şi de v_{CE}). Neliniaritatea caracteristicii de intrare distorsionează însă puţin dacă amplitudinea tensiunii bază-emitor este mică faţă de kT/q.

● **Limitarea amplitudinii semnalului.** Deoarece caracteristicile statice sînt imprecis cunoscute, se preferă să se facă calcule aproximative ignorînd neliniaritatea dispozitivelor. Caracteristicile adesea nici nu se mai desenează. Reprezentarea punctului static de funcţionare şi a caracteristicii dinamice în planul $i_C - v_{CE}$ „gol" este utilă pentru a determina limitările majore legate de intrarea tranzistorului în *tăiere* (limitare „jos") sau în *saturaţie* (limitare „sus").

Admiţînd $i_c(t) = I_c \cos \omega t$ şi $v_{ce}(t) = -V_{ce} \cos \omega t$, unde $V_{ce} = R'_L I_c$ (relaţia 5.242) putem scrie (fig. 5.75)

$$V_{0,\,max} = V_{ce,\,max} = V_{CE} - v_{CE,\,sat} \tag{5.244}$$

(unde se poate lua, acoperitor, $v_{CE,\,sat} = 0{,}5$ V). Această condiţie este cerută de **necesitatea de a evita saturaţia**.

Pentru a nu se pătrunde în regiunea de blocare (definită aproximativ de $i_C = 0$), impunem $I_{c,\,max} = I_C$ sau, din (5.242),

$$V_{0,\,max} = V_{ce,\,max} = R'_L I_C. \tag{5.245}$$

○ **Concluzie.** Fără îndoială, dintre cele două limite (5.244) şi (5.245), *limita* $V_{0,\,max}$ dictată de necesitatea evitării unor distorsionări grave este *dată de cea mai restrictivă dintre cele două condiţii.*

5.9.3. Alegerea punctului static de funcţionare

Proiectarea unui etaj amplificator pune probleme legate de alegerea şi stabilizarea punctului static de funcţionare, în special dacă tranzistorul lucrează la semnale ceva mai mari.

● Există o **regiune de funcţionare permisă în planul caracteristicilor de ieşire** ale tranzistorului bipolar (conexiune-emitor comun). Această zonă permisă este haşurată în figurile 5.76, *a* şi *b* (caracteristici la două scări diferite). Regiunea de funcţionare se găseşte în regiunea activă normală a tranzistorului, fiind delimitată de: hiperbola de putere disipată maximă; tensiunea de colector maximă, $V_{CE,\,max}$, aleasă sub tensiunea de susţinere (paragraful 5.5.6); valoarea maximă a lui I_C (care de regulă nu este o limită absolută, ci un mijloc convenabil de a delimita regiunea permisă).

Restul graniţei regiunii de funcţionare coincide cu limitele regiunii active normale. În particular se poate impune o limită la $V_{CE} = 0{,}5$ V pentru a ne asigura că tranzistorul nu este saturat.

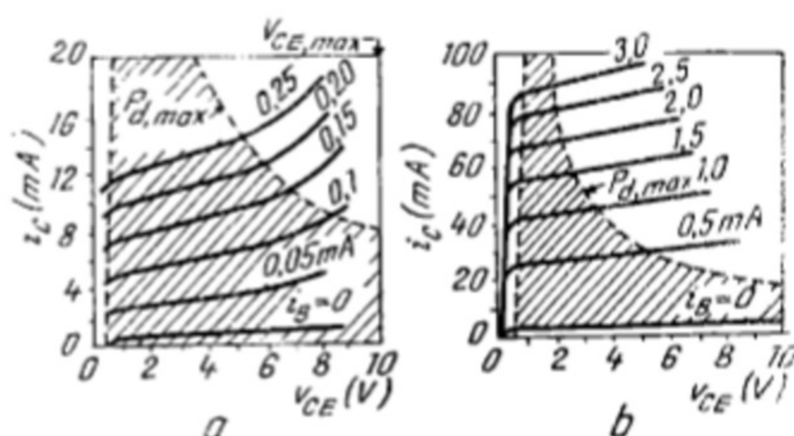


Fig. 5.76

● În interiorul zonei permise **amplasarea punctului de funcționare** se stabilește pe baza următoarelor **considerente:**

— *evitarea disipării unei puteri mai mari decît cea limită;*

— *asigurarea stabilității și/sau reproductibilității amplificării/semnalului de la ieșire;*

— *evitarea unei distorsionări prea mari a semnalului.*

Concomitent, alegerea punctului de funcționare pe dreapta de sarcină statică trebuie să asigure *evitarea ambalării termice.*

● Deoarece parametrii circuitului echivalent de semnal mic depind de curentul și tensiunea de colector (pentru detalii, a se vedea mai departe), este necesară **stabilizarea punctului static de funcționare în planul caracteristicilor.** Aceasta nu înseamnă însă asigurarea independenței parametrilor de temperatura de lucru (panta $g_m = qI_C/kT$ depinde explicit de temperatură, nu numai prin intermediul lui I_C).

Desigur, stabilizarea punctului static de funcționare în planul caracteristicilor este recomandabilă nu numai pentru reducerea efectului variației temperaturii, ci și pentru reducerea efectului dispersiei parametrilor de la un exemplar la altul (același tip de tranzistor).

● De fapt, trebuie să avem în vedere nu numai **amplasarea** punctului static de funcționare, ci a **întregii caracteristici dinamice.** Aceasta trebuie să fie situată în întregime în interiorul regiunii permise (nu se admite ca puterea disipată instantanee să depășească puterea maximă). Această restricție este *acoperitoare.* Cazul cel mai nefavorabil este cel al semnalelor foarte lente; temperatura semiconductorului are oscilații urmărind variația puterii instantanee.

Amplasarea caracteristicii dinamice (concomitent cu stabilizarea punctului de funcționare) este importantă pentru reducerea distorsiunilor (se poate alege o zonă mai liniară din planul caracteristicilor statice). Esențială este *evitarea distorsionării grosiere a semnalului* prin pătrunderea în tăiere sau în saturație. În context se pune problema limitelor între care poate varia curentul de colector astfel încît să se asigure o anumită amplitudine maximă a semnalului la ieșire.

Figura 5.77 ilustrează modul de determinare a limitelor curentului de colector, I_C. Ne referim la circuitul din figura 5.73 unde, pentru simplitate, considerăm $R_L \to \infty$.

Figura 5.77, *a* este destinată *evaluării curentului minim de colector,* iar caracteristicile tranzistorului trebuie să corespundă *temperaturii minime*

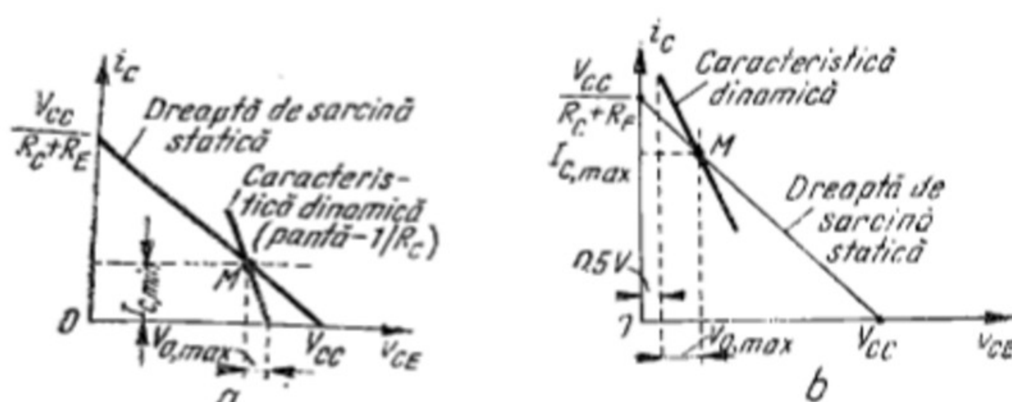


Fig. 5.77

de lucru (curentul crește cu temperatura, paragraful 5.6.2). Caracteristica dinamică este limitată inferior de axa orizontală (tăiere). Dacă $V_{0,max}$ este amplitudinea maximă impusă, atunci

$$I_C > I_{C,min} = \frac{V_{0,max}}{R_C}. \tag{5.246}$$

Curentul maxim de lucru se determină de pe figura 5.77, *b* (caracteristicile — pentru *temperatura maximă* de lucru), luînd $V_{CE} = 0,5$ V ca limitare pentru evitarea saturației. Se obține

$$I_C < I_{C,max} = \frac{V_{CC} - (V_{0,max} + 0,5)}{R_C + R_E}. \tag{5.247}$$

○ **Notă.** Alegerea punctului static de funcționare se poate face similar și atunci cînd trebuie să se țină seama nu de variația temperaturii, ci de dispersia parametrilor. De data aceasta *variațiile lui* β_F *și* v_{BE} *nu mai sînt corelate*. Proiectarea se face pe baza *cazurilor celor mai nefavorabile*. Deoarece creșterea maximă a lui I_C se obține tot atunci cînd β_F crește și v_{BE} scade, se poate folosi mai departe în proiectare ecuația (5.156), unde $\beta_F(T_2)$ și $\beta_F(T_1)$ trebuie interpretate ca valoare maximă și respectiv minimă a lui β_F etc.

5.9.4. Analiza regimului dinamic la semnale mici al unui circuit cu tranzistoare

Pentru a exemplifica analiza liniară (de semnale mici) a unui circuit cu mai multe tranzistoare vom folosi *amplificatorul cu cuplaj pe emitor din figura 5.78,a.*

● **Prima etapă** (preliminară) este cea a **analizei de curent continuu.** V_{CE} și R_E formează un generator de curent continuu

$$I = \frac{V_{EE} - v_{BE}}{R_{EE}}, \tag{5.248}$$

curent care se divide în mod aproximativ egal între tranzistoarele T_1 și T_2 presupuse identice ($I_{C1} = I_{C2} = I/2$). Dacă $R_C I/2 < V_{CC}$, atunci ambele tranzistoare lucrează în regiunea activă normală și principalii parametri

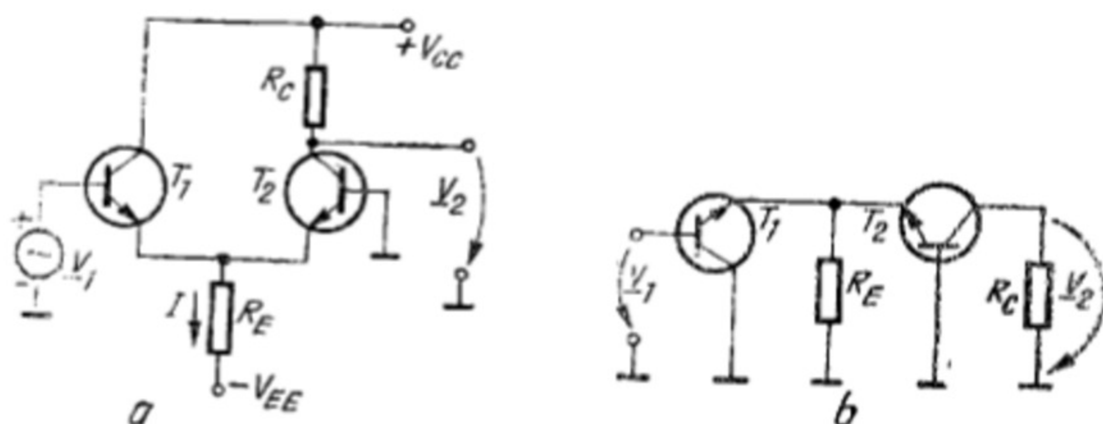


Fig. 5.78

sint identici (tensiunea de colector are un efect slab asupra unor parametri pe care de altfel îi vom neglija).

● **A doua etapă** constă în **desenarea schemei de curent alternativ** a circuitului prin înlocuirea surselor de tensiune continuă cu scurtcircuite (fig. 5.78, *b*). Dacă schema conține și condensatoare de cuplaj sau de decuplare, atunci și ele se înlocuiesc cu scurtcircuite, cu condiția ca frecvența de lucru să fie suficient de mare.

Dacă nu sint satisfăcute condiții speciale de acest tip, atunci se lasă elementele de circuit care contează în curent alternativ pur și simplu ca atare.

A doua etapă este complet parcursă dacă și tranzistoarele se înlocuiesc cu propriile circuite echivalente. Această înlocuire a fost făcută abia în figura 5.79. Avem în vedere o funcționare la frecvențe relativ joase și

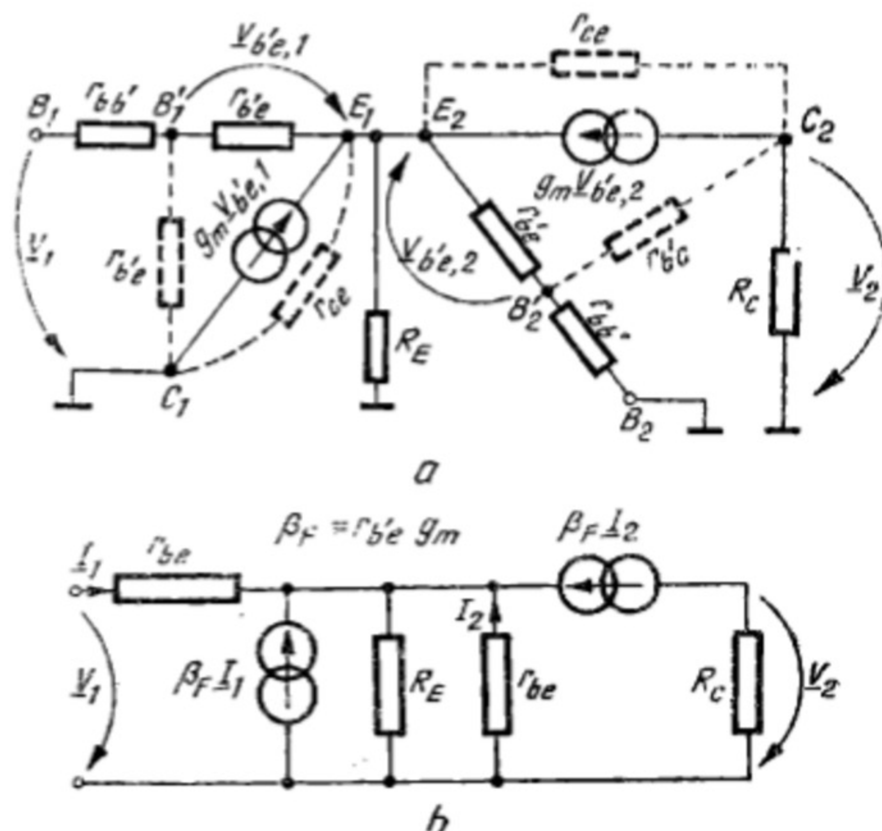


Fig. 5.79

capacitățile circuitului echivalent nu apar în schemă. Există de asemenea rezistențe ale circuitului echivalent (r_{ce} și $r_{b'c}$) care adesea se pot neglija (paragraful 5.9.1) și le-am reprezentat punctat. Eventual putem să ținem seama de efectul lor după ce am făcut un prim calcul și ne-am familiarizat cu proprietățile circuitului.

● **În a treia etapă** se trece la **calcul pe schema echivalentă a întregului circuit pentru a determina un parametru cerut,** de pildă amplificarea în tensiune $\underline{A}_V = \underline{V}_2/\underline{V}_1$. Pentru aceasta se vor aplica teoremele cunoscute din studiul circuitelor de curent alternativ (Kirchhoff, Thévenin, Norton). Elementele de circuit caracteristice schemelor electronice (echivalente) sînt *generatoarele comandate,* ceea ce nu schimbă cu nimic modul de calcul.

De regulă, aplicarea metodei curenților ciclici sau a metodei potențialelor la noduri nu prezintă avantaje deosebite. Aproape niciodată nu ne interesează toate mărimile electrice din circuit și atunci *calculăm mărimea sau determinăm relația căutată „din aproape în aproape".*

În circuitul din figura 5.79,*a* găsim $\underline{A}_V = \underline{V}_2/\underline{V}_1$ căutînd o relație de forma $V_2 = const \times V_1$. Putem scrie:

$$\underline{V}_2 = -R_C\beta_F I_2, \quad \beta_F = g_m\, r_{b'e}; \tag{5.249}$$

$$\underline{V}_1 = r_{be}(I_1 - I_2); \tag{5.250}$$

$$r_{be}I_2 + R_E(\beta_F + 1)(I_1 + I_2) = 0 \tag{5.251}$$

și eliminăm pe I_1 și I_2 obținînd

$$\underline{A}_V = \frac{\beta_F(\beta_F + 1)R_E R_C}{r_{be}[r_{be} + 2R_E(\beta_F + 1)]}. \tag{5.252}$$

Un rezultat interesant se obține atunci cînd în emitorul comun se folosește un generator ideal de curent. Scriem

$$\lim A_V\bigg|_{R_E \to \infty} = \frac{\beta_F R_C}{2r_{bi}}. \tag{5.253}$$

Practic același rezultat se obține atunci cînd

$$2R_E(\beta_F + 1) \gg r_{be}, \tag{5.254}$$

condiție care este ușor de satisfăcut.

5.9.5. Teorema Miller și duala sa

O analiză mai exactă a amplificatorului din figura 5.79 (care ia în considerare și elementele desenate punctat în schema echivalentă din figura 5.80) este mai greoaie din punctul de vedere al manipulării ecuațiilor. Există situații în care vrem să estimăm efectul unor elemente de circuit fără a face neapărat un calcul analitic complet.

În acest mod am procedat dealtfel în paragraful 5.9.1, cînd am avaluat efectul lui $r_{b'c}$ folosind amplificarea etajului calculată cu simplificarea $r_{b'c} \to \infty$ (și $r_{ce} \to \infty$).

● **Teorema Miller** *permite evaluarea efectului unei impedanțe Z conectate între nodurile 1 și 2 ale unui circuit asupra curenților din aceste noduri*

atunci cînd se cunoaşte amplificarea în tensiune relativă la nodurile respective, şi anume (fig. 5.81, *a*)

$$\underline{K} = \frac{\underline{V}_2}{\underline{V}_1} \cong const, \text{ independent de } \underline{Z}. \tag{5.255}$$

Curentul $\underline{I}_1$ care iese din nodul *1* şi curge prin impedanţa $\underline{Z}$ se poate scrie

$$\underline{I}_1 = \frac{\underline{V}_1 - \underline{V}_2}{\underline{Z}} = \frac{\underline{V}_1(1 - \underline{K})}{\underline{Z}} = \frac{\underline{V}_1}{\underline{Z}_1}, \tag{5.256}$$

Fig. 5.80

unde

$$\underline{Z}_1 = \frac{\underline{Z}}{1 - \underline{K}}. \tag{5.257}$$

Ca urmare, dacă conectăm $\underline{Z}_1$ între nodul *1* şi nodul de referinţă, prin această impedanţă se va scurge acelaşi curent $\underline{I}_1$ care circulă prin $\underline{Z}$ în circuitul original (fig. 5.81, *b*). Ca urmare, privind de la bornele de intrare putem echivala efectul lui $\underline{Z}$ cu efectul lui $\underline{Z}_1$, conectat aşa cum se indică în figura 5.81, *b*. Similar, privind de la bornele de ieşire, efectul lui $\underline{Z}$ poate fi echivalat cu $\underline{Z}_2$ (fig. 5.81,*b*), care este parcursă de acelaşi curent, $\underline{I}_2$:

$$\underline{Z}_2 = \frac{\underline{V}_2}{\underline{I}_2} = \frac{\underline{V}_2}{(\underline{V}_2 - \underline{V}_1)/\underline{Z}} = \frac{\underline{Z}\underline{K}}{\underline{K} - 1}. \tag{5.258}$$

○ **Precizare.** Teorema lui Miller este conţinută în figura 5.81 şi ecuaţiile (5.257), (5.258). Ea este utilă numai dacă se poate estima separat $\underline{K}$.

Figura 5.82 arată *cum se aplică teorema unui etaj EC care are baza polarizată printr-o rezistenţă de valoare mare,* R_B (fig. 5.82,*a*). Într-o primă aproximaţie această rezistenţă nu afectează $\underline{A}_V = \underline{V}_2/\underline{V}_1 =$ real < 0 (şi $|\underline{A}_V| \gg 1$). În aproximaţia următoare sarcina etajului poate fi corectată cu $R_B/(1 - \underline{A}_V^{-1}) \cong R_B \gg R_C$ şi se recalculează $\underline{A}_V$. Rezistenţa de intrare a tranzistorului se modifică prin punerea în paralel a rezistenţei $R_B/(1 - \underline{A}_V)$ (fig. 5.82,*b*).

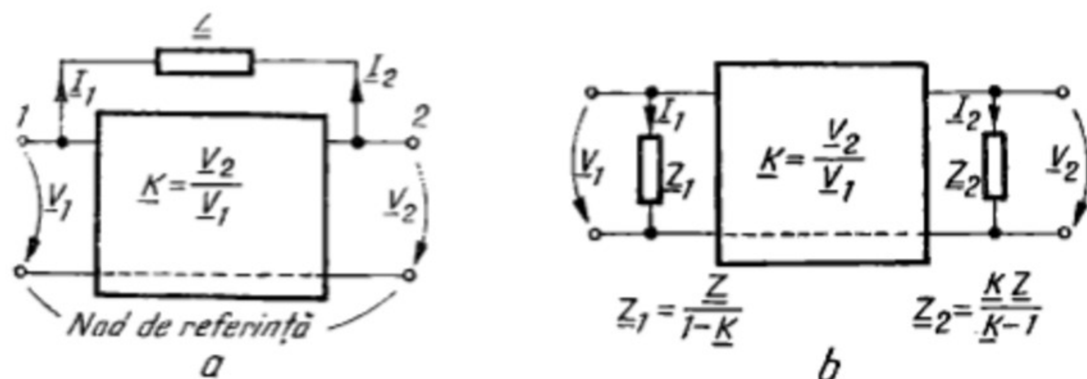


Fig. 5.81

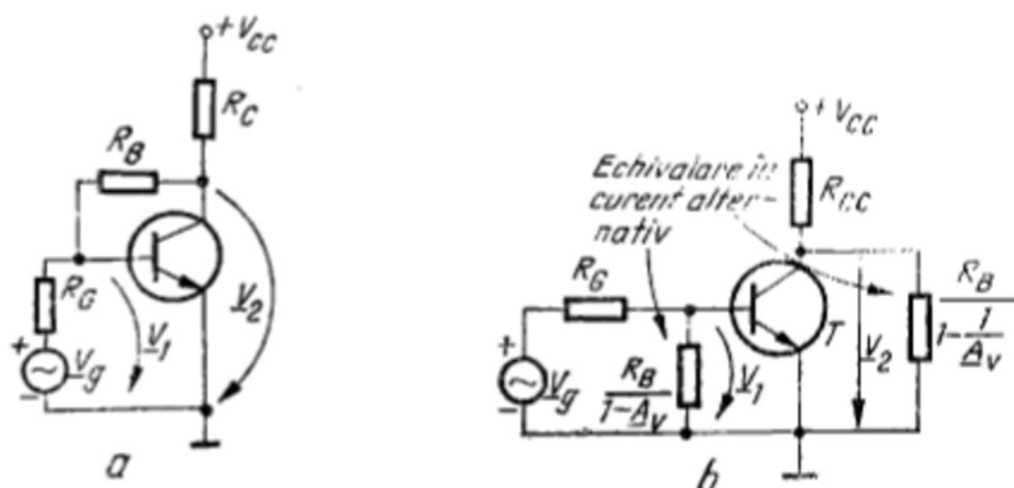


Fig. 5.82

● **Duala teoremei lui Miller** este prezentată cu referire la figura 5.83. Se consideră un circuit şi nodurile *1*, *2* şi *3*. Între nodul *3* şi nodul de referinţă este conectată impedanţa $\underline{Z}$ care este comună la două bucle, aşa cum se arată în figura 5.83, *a*. Se postulează că raportul $\underline{A}_I = -\underline{I}_2/\underline{I}_1$ este cunoscut. Circuitul din figura 5.83,*b* este echivalent cu primul din punctul de vedere al teoremei a doua a lui Kirchhoff aplicată ochiurilor parcurse de $\underline{I}_1$ şi $\underline{I}_2$. În aceste ochiuri s-au amplasat

$$\underline{Z}_1 = \frac{\underline{Z}(\underline{I}_1 + \underline{I}_2)}{\underline{I}_1} = \underline{Z}(1 - \underline{A}_I),\ \underline{A}_I = -\frac{\underline{I}_2}{\underline{I}_1}. \tag{5.259}$$

şi respectiv

$$\underline{Z}_2 = \frac{\underline{Z}(\underline{I}_1 + \underline{I}_2)}{\underline{I}_2} = \underline{Z}\frac{\underline{A}_I - 1}{\underline{A}_I}. \tag{5.260}$$

Duala teoremei lui Miller constă în echivalarea din figura 5.83 şi în relaţiile (5.259) şi (5.260).

Un exemplu de aplicare a acestei teoreme apare în figura 5.84. În figura 5.84, *a* este reprezentat un etaj *EC* care are rezistenţa R_E nedecuplată în curent alternativ, iar în figura 5.84,*b* — schema echivalentă în curent alternativ. Dacă $\underline{I}_1$ este curentul de bază, atunci curentul prin circuitul de colector este $\underline{I}_2 = \beta_F \underline{I}_1$ ($\beta_F = g_m r_{b'e}$, se neglijează r_{ce} şi $r_{b'c}$). Rezistenţa adăugată pe ochiul de ieşire este $(\beta_F + 1)\ R_E/\beta_F \cong R_E$. Rezis-

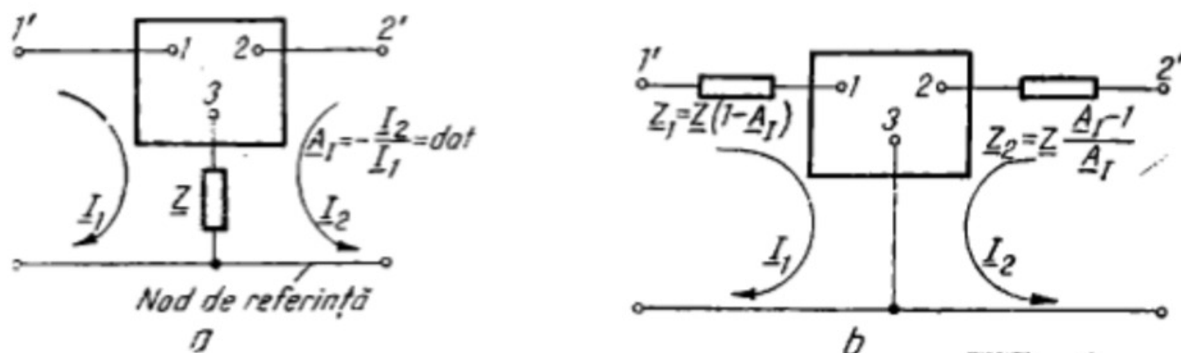


Fig. 5.83

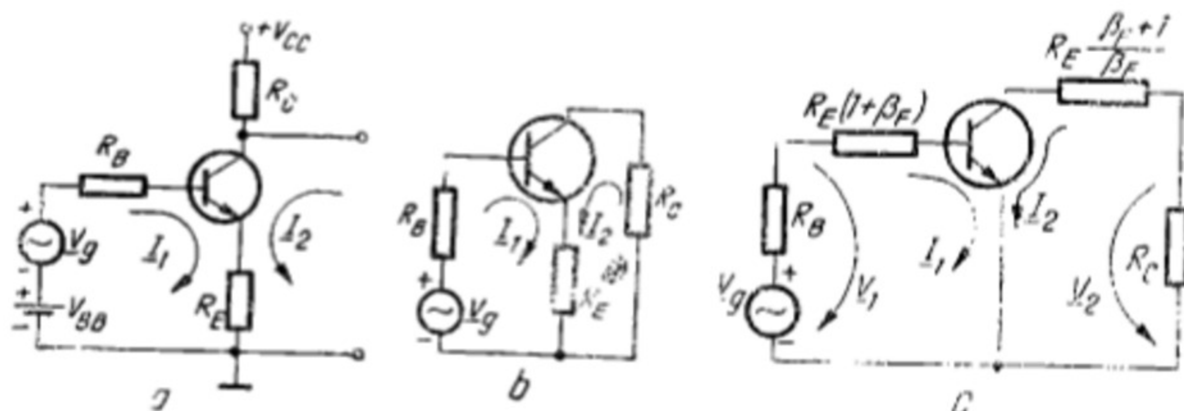


Fig. 5.84

tenţa adăugată pe ochiul de intrare (fig. 5.84,c) este $R_E(1+\beta_F)$ şi ea măreşte considerabil rezistenţa de intrare pe care o oferă etajul. De fapt $\underline{V}_1 \cong R_E(1+\beta_F)\,\underline{I}_1$, $\underline{V}_2 = -R_C\underline{I}_2 = -R_C\beta_F\underline{I}_1$, de unde rezultă ($\beta_F \gg 1$) $\underline{A}_V = \underline{V}_2/\underline{V}_1 \cong -R_C/R_E$.

5.10. TRANZISTORUL LA ÎNALTĂ FRECVENŢĂ

5.10.1. Amplificarea de curent în scurtcircuit (conexiunea emitor comun)

La frecvenţe înalte comportarea tranzistorului va fi afectată de capacităţile din circuitul echivalent (fig. 5.67). În cele ce urmează vom considera un etaj *EC*, cu sarcină rezistivă, R_L. Circuitul echivalent este reprezentat în figura 5.85. Calculăm amplificarea în curent cu ieşirea în scurtcircuit ($R_L = 0$). Circuitul pe care se face calculul este cel din figura 5.86. $g_{b'c}$ apare în paralel cu $g_{b'e}$ şi se neglijează ($g_{b'c} \ll g_{b'e}$). Faptul că şi curentul injectat prin $g_{b'c}$ şi $C_{b'c}$ la ieşire se poate neglija va fi dovedit mai tîrziu.

● Curentul prin sarcină este $\underline{I}_L \cong g_m\underline{V}_{b'e}$, unde

$$\underline{V}_{b'e} = \frac{\underline{I}_i}{g_{b'e} + j\omega(C_{b'e} + C_{b'c})}, \tag{5.261}$$

iar **amplificarea în scurtcircuit,** notată tradiţional şi cu β, este

$$A_I = \frac{\underline{I}_L}{\underline{I}_i} = \frac{-g_m}{g_{b'e} + j\omega(C_{b'e} + C_{b'c})} = \beta. \tag{5.262}$$

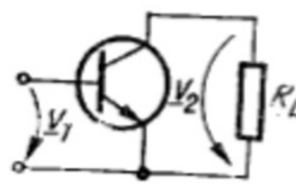


Fig. 5.85

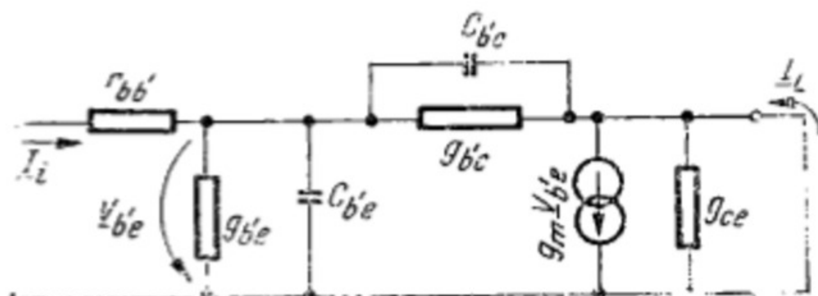


Fig. 5.86

● Amplificarea la frecvențe joase ($\omega \to 0$) este*

$$\underline{A}_I(0) = g_m r_{b'e} = \beta_F = \beta_0,$$

iar variația cu frecvența a amplificării în curent *normate* la valoarea sa de la joasă frecvență este

$$\underline{A}_I = \frac{\underline{A}_I(j\omega)}{\underline{A}_I(0)} = \frac{1}{1 + j\left(\frac{\omega}{\omega_\beta}\right)} = \frac{\underline{\beta}(j\omega)}{\beta_0} = \bar{\underline{\beta}}, \tag{5.263}$$

unde

$$f_\beta = \frac{\omega_\beta}{2\pi} = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{g_{b'e}}{(C_{b'e} + C_{b'c})} \tag{5.264}$$

este **frecvența la care modulul amplificării în curent scade la $1/\sqrt{2} = 0{,}707$ din valoarea sa de la joasă frecvență**** Revenind la schema din figura 5.86 și la relația (5.261), explicăm scăderea amplificării prin reducerea tensiunii $\underline{V}_{b'e}$ care comandă generatorul de curent (la $\underline{I}_i = const.$) datorită efectului de scurtcircuitare pe care il provoacă capacitatea de intrare

$$C_i = C_{b'e} + C_{b'c} \cong C_{b'e}. \tag{5.265}$$

Deoarece $C_{b'c} \ll C_{b'e}$, constanta de timp $r_{b'e}C_i$ care determină frecvența f_β este practic *constanta de timp a grupului RC dintre bază și emitor*, egală cu τ_{BF}.

● Vom introduce acum așa-numita **frecvență de tăiere,** f_T, definită ca frecvența la care modulul amplificării în curent este egal cu unitatea. Aceasta se petrece la $f \gg f_\beta$, deci

$$\underline{\beta} = \frac{\beta_0}{|1 + jf/f_\beta|} \cong \frac{\beta_0}{f} f_\beta. \tag{5.266}$$

Cu $|\underline{\beta}| = 1$, $\beta_0 = \beta_F$ și $f = f_T$ (prin definiție) putem scrie (fig. 5.87)***

$$f_T = \beta_F f_\beta = \beta_0 \cdot f_\beta. \tag{5.267}$$

Folosind relația (5.264) și $g_{b'e} = g_m/\beta_F$ găsim

$$f_T = \frac{g_m}{2\pi(C_{b'c} + C_{b'e})} \cong \frac{g_m}{2\pi C_{b'e}}. \tag{5.268}$$

Ținînd seama de relațiile (5.267) și (5.268) deducem $f_T = 1/2\pi\tau_F = D_p/\pi W^2$, deci frecvența de tăiere este independentă de curentul de polarizare și

---

* Acest rezultat este valabil în cadrul modelului simplificat care a dus la circuitul echivalent din paragraful 5.8.1. De fapt, amplificarea în curent alternativ la semnale mici, β_0, diferă de cea de semnal mare, β_F (se va reveni).

** Dacă cîștigul în curent se măsoară în *decibeli* (dB), adică $|\underline{A}_I|(\mathrm{dB}) = 20 \lg |\underline{A}_I|$, atunci la $f = f_\beta$ cîștigul în curent a scăzut cu 3 dB față de valoarea sa de la joasă frecvență.

*** Conform relației (5.67), f_T poate fi interpretat ca un *produs amplificare-bandă* (amplificarea la frecvențe joase, în banda de frecvențe de lucru, și banda $\Delta f = f_\beta - 0 = f_\beta$, limitată de frecvența la care $|\beta|$ scade cu 3 dB).

este cu atît mai ridicată cu cît grosimea efectivă a bazei este mai mică (Anexele 5.2 şi 5.3).

Frecvenţa de tăiere, parametru important al tranzistorului, nu se măsoară direct, deoarece la frecvenţe foarte înalte comparabile cu f_T circuitul echivalent nu mai este valabil (intervin de altfel şi diverse elemente parazite). Se foloseşte relaţia (5.266) scrisă sub forma

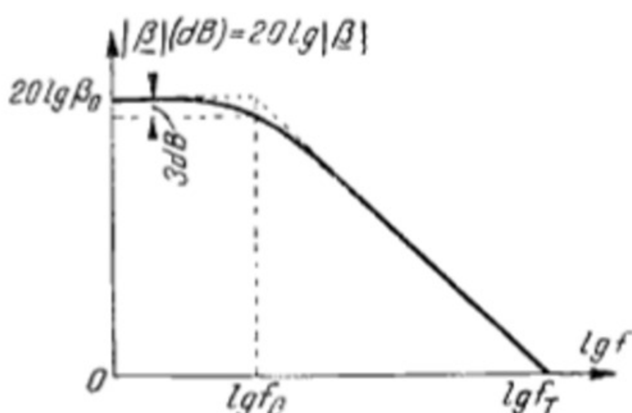


Fig. 5.87

$$|\underline{\beta}|f \cong \beta_0 f_\beta = f_T. \quad (5.269)$$

unde $|\underline{\beta}|$ este amplificarea în curent măsurată la o anumită frecvenţă f care satisface condiţia $f \gg f_\beta$, dar în acelaşi timp şi $f \ll f_T$.

În încheierea acestui paragraf *vom arăta că neglijarea curentului care ajunge la ieşire prin* $g_{b'c}$ *şi* $C_{b'c}$ *era într-adevăr justificată*. Cea mai nefavorabilă situaţie apare, evident la frecvenţe înalte, acolo unde reactanţa oferită de $C_{b'e}$ este foarte mică. Curentul prin $C_{b'c}$ are mărimea $\omega C_{b'c}\underline{V}_{b'e}$, în timp ce curentul dat de generatorul comandat este $g_m\underline{V}_{b'e}$. Raportul acestor curenţi este $\omega C_{b'c}/g_m$. La cea mai mare frecvenţă de interes acest raport este

$$\frac{2\pi f_T C_{b'c}}{g_m} = \frac{C_{b'c}}{C_{b'c} + C_{b'e}} \cong \frac{C_{b'c}}{C_{b'e}} \ll 1 \quad (5.270)$$

deci curentul prin $C_{b'c}$ poate fi neglijat.

5.10.2. Produsul amplificare-bandă

Reluăm circuitul din figura 5.85, unde $R_L \neq 0$. În loc de a face calculul exact vom aplica teorema lui Miller pentru a elimina configuraţia „în π". Se obţine schema echivalentă din figura 5.88, *a*, unde

$$\underline{K} = \frac{\underline{V}_{ce}}{\underline{V}_{b'e}} \cong \underline{K}\Big|_{\omega\to 0} \cong \frac{-g_m R_L}{1 + g_{ce}R_L} \cong -g_m R_L; \quad (5.271)$$

$$g_{b'c}\,\frac{\underline{K}-1}{\underline{K}} \cong g_{b'c} \ll g_{ce} \ll R_L, \ |\underline{K}| = g_m R_L \gg 1; \quad (5.272)$$

$$g_{b'c}(1 - \underline{K}) \cong g_{b'c}(1 + g_m R_L) \ll g_{b'e}. \quad (5.273)$$

Orientativ, putem folosi următorul set de parametri:

$$g_m = 50\ \text{mA/V}\ (I_C = 1{,}3\ \text{mA}),\ r_{bb'} = 100\ \Omega,\ r_{b'e} = 1\ \text{k}\Omega,$$

$r_{b'c} = 1\ \text{M}\Omega$, $r_{ce} = 20\ \text{k}\Omega$, $C_{b'c} = 3\ \text{pF}$, $C_{b'e} = 100\ \text{pF}$, precum şi $R_L = 2\text{k}\Omega$. Se obţine $K = -100$ şi se verifică relaţiile de mai sus.

În sfîrşit, cu neglijarea* lui $C_{b'c}(\underline{K} - 1)/\underline{K} \cong C_{b'c}$ circuitul se transformă în cel din figura 5.88,*b*.

---

* Constanta de timp de la ieşire este $R_L C_{b'c}$ iar cea de la intrare $r_{b'c}[C_{b'e} + C_{b'c}(1 + g_m R_L)]$. Folosind valorile numerice din text, prima constantă este 6 ns, iar a doua 103 ns. Ca urmare, efectul capacităţii $C_{b'c}$ de la ieşire este neglijabil.

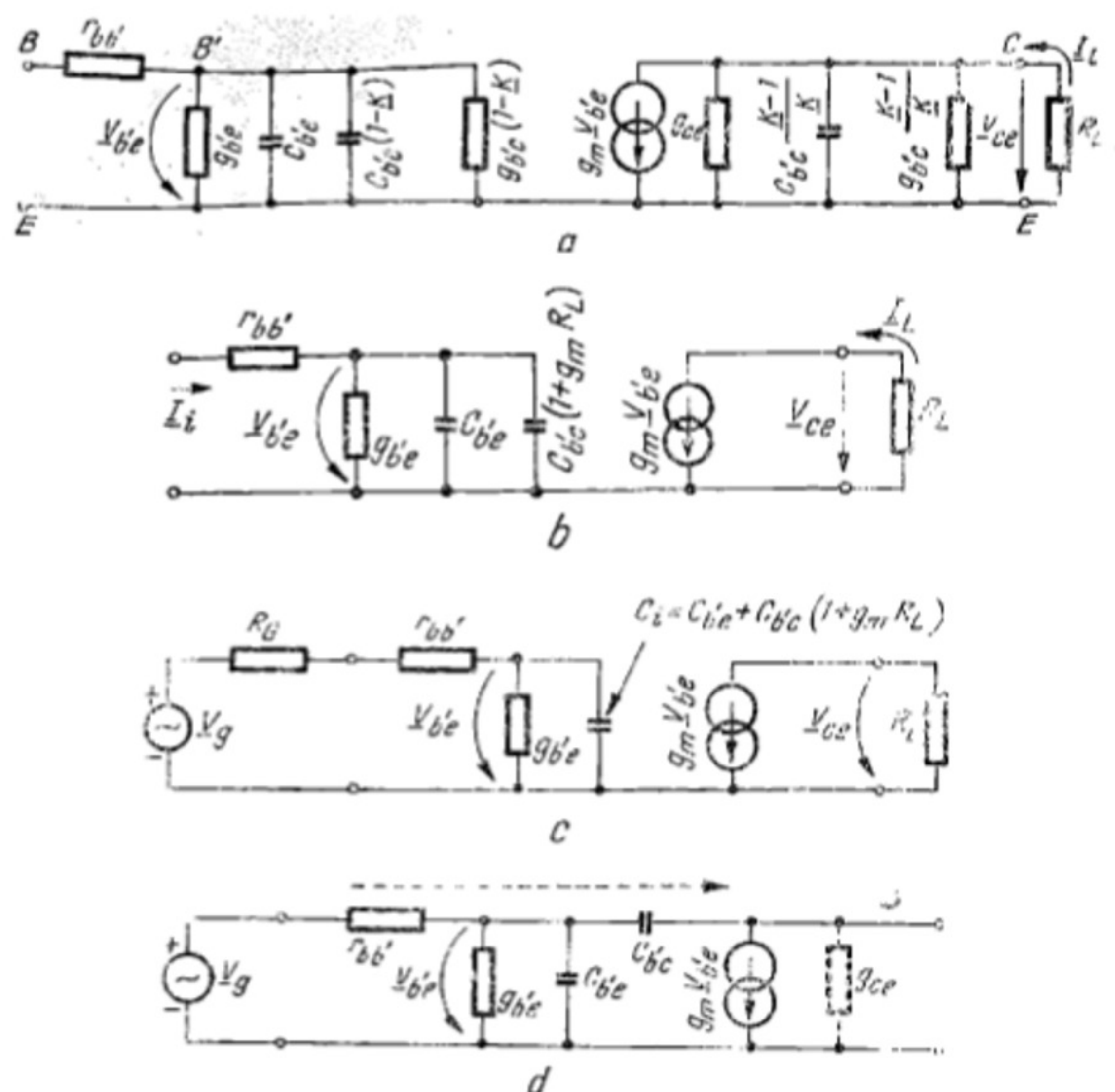


Fig. 5.88

● Amplificarea în curent se va calcula exact ca în paragraful precedent, cu singura deosebire că $C_{b'e}$ se înlocuieşte cu *capacitatea de intrare* (fig. 5.88,*a*)

$$C_i = C_{b'e} + C_{b'c}(1 + g_m R_L), \qquad (5.274)$$

iar **frecvenţa la care amplificarea în curent scade la 3 dB** este

$$f_H = \frac{g_{b'e}}{2\pi C_i} = \frac{g_{b'e}}{2\pi[C_{b'e} + C_{b'c}(1 + g_m R_L)]} \qquad (5.275)$$

în loc de f_β, deci cu atît mai mică cu cît R_L este mai mare.

● **Amplificarea în tensiune** a etajului *EC* atacat de un generator de tensiune cu rezistenţa internă R_G (fig. 5.88, *c*) se defineşte astfel:

$$\underline{A}_{V,g} = \frac{\underline{V}_{ce}}{\underline{V}_g} = \frac{\underline{V}_{ce}}{\underline{V}_{b'e}} \cdot \frac{\underline{V}_{b'e}}{\underline{V}_g} = -g_m R_L \frac{\underline{V}_{b'e}}{\underline{V}_g}. \qquad (5.276)$$

Notînd

$$G'_G = 1/(R_G + r_{bb'}) \qquad (5.277)$$

se poate scrie

$$\underline{A}_{V,g}(j\omega) = \frac{-g_m R_L G'_G}{G'_G + g_{b'e} + j\omega C_i} \quad (5.278)$$

și

$$\underline{A}_{V,g}(0) = \frac{-g_m R_L G'_G}{G'_G + g_{b'e}}, \quad (5.279)$$

de unde amplificarea în tensiune normată

$$\underline{A}_{V,g} = \frac{\underline{A}_{V,g}(j\omega)}{\underline{A}_{V,g}(0)} = \frac{1}{1 + jf/f'_H}, \quad (5.280)$$

în care

$$f'_H = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{G'_G + g_{b'e}}{C_{b'e} + C_{b'c}(1 + g_m R_L)} \quad (5.281)$$

este frecvența corespunzătoare atenuării la 3 dB din valoarea de la frecvențe joase.

Se poate defini un **produs amplificare-bandă**

$$|\underline{A}_{V,g}(0)| f'_H = \frac{g_m R_L G'_G}{2\pi[C_{b'e} + C_{b'c}(1 + g_m R_L)]} \quad (5.282)$$

care crește monoton cu R_L, tinzînd asimptotic la valoarea maximă

$$|\underline{A}_{V,g}(0)| f'_H \Big|_{\substack{max \\ (R_L \to \infty)}} = \frac{G'_G}{2\pi C_{b'c}} = \frac{1}{2\pi(r_{bb'} + R_G)C_{b'c}}, \quad (5.283)$$

care poate fi la rîndul ei optimizată cu $R_G = 0$, ajungînd la $1/2\pi r_{bb'}C_{b'c}$. Formal, aceasta este *frecvența limită de lucru* (amplificarea în tensiune ajunge egală cu unitatea) a unui etaj *EC* atacat de un generator ideal de tensiune și lucrînd în gol. Constanta de timp $r_{bb'}C_{b'c}$ care definește această frecvență corespunde încărcării capacității (de barieră) colectorului prin rezistența distribuită a bazei (a se vedea figura 5.88,*d*, unde tranzistorul lucrează în gol, $R_L \to \infty$). Desigur, $C_{b'c}$ devine importantă deoarece crește tensiunea de la ieșire și crește curentul ce curge prin $C_{b'c}$.

Această estimare a performanțelor de amplificare în tensiune la înaltă frecvență sugerează importanța reducerii lui $r_{bb'}$ și respectiv a lui $C_{b'c}$.

5.11. DETERMINAREA EXPERIMENTALĂ A PARAMETRILOR CIRCUITULUI ECHIVALENT NATURAL

5.11.1. Parametrii de cuadripol

Exactitatea calculelor care folosesc circuitul echivalent natural depinde nu numai de ipotezele pe baza cărora s-a dezvoltat teoria, ci și de precizia cu care sînt cunoscute mărimile fizice care apar în expresia parametrilor circuitului. Cititorul care a parcurs atent cartea de față poate

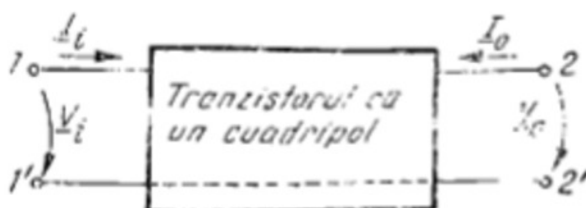


Fig. 5.89

rememora o serie de motive pentru care nu este recomandabil să determinăm prin calcul elementele circuitului echivalent. Ca şi în cazul modelului de semnal mare (paragraful 5.4.3), alternativa o constituie determinarea parametrilor acestui circuit prin *măsurători electrice la bornele (terminalele) dispozitivului*. În acest scop se definesc seturi de parametri „de cuadripol" măsurabili direct.

● **Parametrii admitanţă.** Tranzistorul poate fi privit *ca un cuadripol* (sau *diport*). Una dintre borne (nu o precizăm încă) va fi comună intrării (*1, 1'*) şi ieşirii (*2, 2'*), aşa cum se indică cu linie punctată în figura 5.89.

Două dintre cele patru mărimi electrice ($\underline{V}_i$, $\underline{I}_i$, $\underline{V}_0$, $\underline{I}_0$) pot fi calculate în funcţie de celelalte două. Există şase posibilităţi distincte de a llege cele două mărimi date, dar două dintre aceste posibilităţi (cînd se aau fie ambele mărimi de intrare, fie ambele mărimi de ieşire) nu predntă interes. Un exemplu de alegere este acela cînd se exprimă curenţii zi şi $\underline{I}_0$ în funcţie de tensiunile $\underline{V}_i$ şi $\underline{V}_0$ (mărimi date). Deoarece, dispo-$\underline{I}_i$tivul funcţionează *liniar*, ecuaţiile care dau pe $\underline{I}_i$ şi $\underline{I}_0$ vor fi *liniare şi omogene* în $\underline{V}_i$ şi $\underline{V}_0$:

$$\underline{I}_i = \underline{y}_i\underline{V}_i + \underline{y}_r\underline{V}_0; \tag{5.284}$$

$$\underline{I}_0 = \underline{y}_f\underline{V}_i + \underline{y}_0\underline{V}_0, \tag{5.285}$$

unde $\underline{y}_i$, $\underline{y}_r$, $\underline{y}_f$, $\underline{y}_0$ (în cazul general — numere complexe care au dimensiunea unei admitanţe şi se numesc *parametri admitanţă*).

$$\underline{y}_i = \left.\frac{\underline{I}_i}{\underline{V}_i}\right|_{\underline{V}_0=0} \tag{5.286}$$

este **admitanţa de intrare cu ieşirea în scurtcircuit.** Relaţia (5.286) trebuie interpretată ca o relaţie de definiţie, care precizează în acelaşi timp şi modul în care se măsoară parametrul respectiv. În cazul de faţă se aplică un generator ideal de tensiune, $\underline{V}_i$, la intrarea cuadripolului care are ieşirea scurtcircuitată în curent alternativ şi se măsoară curentul de intrare, $\underline{I}_i$. Concret însă, curentul $\underline{I}_i$ se măsoară indirect, determinînd căderea de tensiune pe o rezistenţă cunoscută, R (fig. 5.90).

$$\underline{y}_0 = \left.\frac{\underline{I}_0}{\underline{V}_0}\right|_{\underline{V}_i=0} \tag{5.287}$$

este **admitanţa de ieşire cu intrarea în scurtcircuit.**

Ceilalţi doi parametri, $\underline{y}_f$ şi $\underline{y}_r$, sînt admitanţe de transfer.

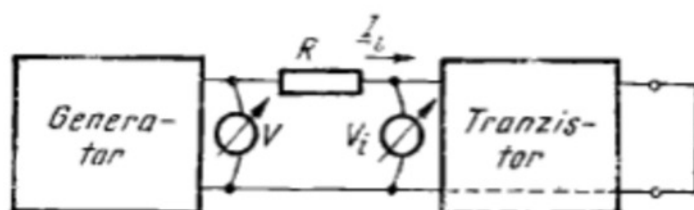


Fig. 5.90

Admitanţa de transfer direct este

$$\underline{y}_f = \left.\frac{\underline{I}_0}{\underline{V}_i}\right|_{\underline{V}_0=0} \tag{5.288}$$

deci este definită ca raportul între curentul de scurt-

circuit la ieşire şi tensiunea de comandă aplicată la intrare.

Admitanţa de transfer invers este

$$\underline{y}_r = \frac{\underline{I}_i}{\underline{V}_0}\bigg|_{\underline{V}_i=0} \qquad (5.289)$$

Toţi aceşti parametrii sînt definiţi şi măsuraţi în condiţii de *semnal mic*.

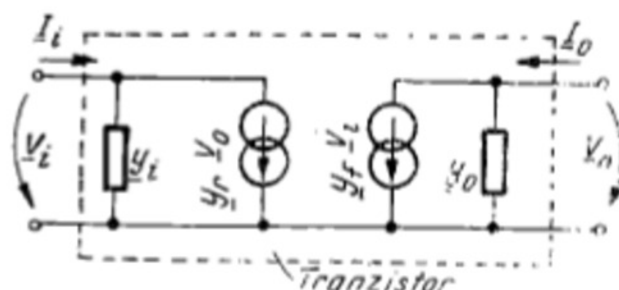


Fig. 5.91

● Relaţiile (5.284) şi (5.285) definesc de fapt un **circuit echivalent cu parametri admitanţă,** care este reprezentat în figura 5.91. Acest circuit poate fi folosit pentru echivalarea tranzistorului în calculele de semnal mic, fără a mai apela la circuitul echivalent natural. O astfel de tehnică poate fi utilă pentru rezolvarea anumitor probleme (concret, parametrii $\underline{y}$ pot fi folosiţi pentru studiul unui amplificator de bandă îngustă funcţionînd la frecvenţe înalte), dar îşi are şi dezavantajele sale. Fiecare parametru este un număr complex care depinde de frecvenţa semnalului, de punctul static de funcţionare şi de temperatură. Proiectantul de circuite este silit să manipuleze un volum mare date, pierzînd contactul intuitiv cu problema pe care o tratează.

Există totuşi un set de *parametri de joasă frecvenţă*, parametrii hibrizi, care şi-au cîştigat popularitatea datorită legăturii simple cu parametrii circuitului natural. Ei se măsoară convenabil şi sînt specificaţi în cataloage.

5.11.2. Parametrii hibrizi

● Ecuaţiile

$$\underline{V}_i = \underline{h}_i \underline{I}_i + \underline{h}_r \underline{V}_0, \qquad (5.290)$$

$$\underline{I}_0 = \underline{h}_f \underline{I}_i + \underline{h}_0 \underline{V}_0 \qquad (5.291)$$

presupun că $\underline{I}_i$ şi $\underline{V}_0$ sînt date, iar $\underline{V}_i$ şi $\underline{I}_0$ rezultă. Ele definesc parametrii h sau **parametrii hibrizi,** după cum urmează:

$$\underline{h}_i = \frac{\underline{V}_i}{\underline{I}_i}\bigg|_{\underline{V}_0=0}$$ — **impedanţa de intrare cu ieşirea în scurtcircuit** (5.292)

$$\underline{h}_0 = \frac{\underline{I}_0}{\underline{V}_0}\bigg|_{\underline{I}_i=0}$$ — **admitanţa de ieşire, cu intrarea în gol** (5.293)

$$\underline{h}_f = \frac{\underline{I}_0}{\underline{I}_i}\bigg|_{\underline{V}_0=0}$$ — **factorul de transfer (de amplificare) în curent direct, cu ieşirea în scurtcircuit** (5.294)

$$\underline{h}_r = \frac{\underline{V}_i}{\underline{V}_0}\bigg|_{\underline{I}_i=0}$$ — **factorul de transfer în tensiune invers, cu intrarea în gol** (5.295)

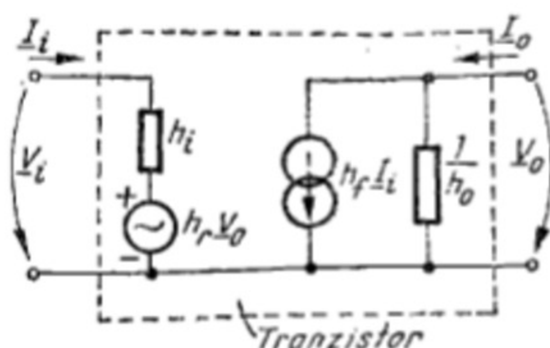


Fig. 5.92

De regulă parametrii h se măsoară și se utilizează la frecvențe joase și sînt ca urmare *numere reale*. Ei au dimensiuni fizice diferite — de aici denumirea. Și definirea lor are loc în condiții diferite: h_i și h_f (de fapt parametrii cei mai importanți) sînt parametri „de scurtcircuit", iar h_0 și h_r — parametri „de gol". Această opțiune este legată de condițiile de măsurare: la intrarea tranzistorului întîlnim (în orice conexiune) o joncțiune deschisă, cu rezistență mică. Aici condiția de scurtcircuit este dificil de realizat, dar cea de gol este acceptabilă etc*.

● Relațiile (5.290) și (5.191) definesc **circuitul echivalent cu parametri hibrizi** din figura 5.92.

Modelarea cu parametri hibrizi se aplică tranzistorului în orice conexiune. Totuși, pentru analiza de circuit nu este necesar să folosim mai multe seturi de parametri hibrizi: unul singur este suficient, deoarece înlocuirea tranzistorului între cele trei borne cu oricare circuit echivalent este complet independentă de modul de conectare a tranzistorului în circuit.

Setul de parametri h ales este cel corespunzător conexiunii *EC*, (fig. 5.93, *a*) deoarece aceasta este cea mai des întîlnită. Parametrii respectivi poartă un indice suplimentar (*e*) și sînt indicați pe figura 5.93, *b*.

În figura 5.94 se reproduce pentru comoditate circuitul echivalent natural la frecvențe joase (fără capacități). Pentru început vom neglija rezistențele $r_{b'c}$ și r_{ce} (desenate punctat). Prin simpla inspecție a figurilor 5.93, *b* și 5.94 rezultă

$$h_{ie} = r_{bb'} + r_{b'e}; \tag{5.296}$$

$$h_{fe} = g_m r_{b'e}, \tag{5.297}$$

în timp ce $h_{re} = 0$ și $h_{oe} = 0$.

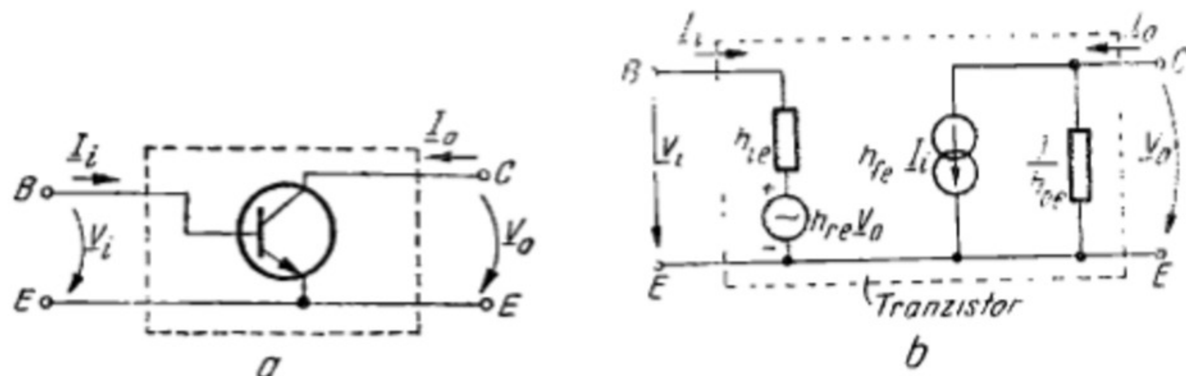


Fig. 5.93

* Condiția de gol la intrare se realizează în cazul polarizării cu un generator (ideal) de curent constant ($\Delta i_I = 0$, $I_i = 0$). Scurtcircuit în curent alternativ (la ieșire) se obține prin conectarea unei surse (ideale) de tensiune.

Comparînd relațiile (5.209) (unde $g_\pi \equiv g_{b'e}$) și (5.297), ajungem la concluzia

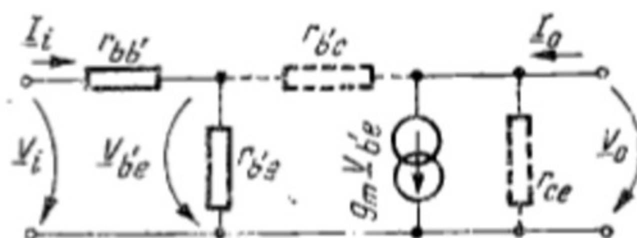


Fig. 5.94

$$h_{fe} = \beta_F, \qquad (5.298)$$

deci amplificarea în curent la semnale mici cu ieșirea în scurtcircuit (h_{fe}) este egală cu amplificarea în curent la semnale mari (β_F). Acest rezultat trebuie folosit pretutindeni în formulele din paragrafele 5.10.1 (β_F trebuie înlocuit prin h_{fe}), deoarece corespunde definițiilor și măsurărilor respective.

Trebuie totuși să aducem aici o *corecție* importantă teoriei care a dus la circuitul echivalent natural : β_F *nu este o constantă*, ci depinde punctul static de funcționare, în particular — de curent (datorită recombinării în regiunea de trecere și efectelor de la nivele mari de injecție). Ca urmare, din relația

$$i_C = \beta_F i_B + (\beta_F + 1) I_{CBO}, \ \beta_F = \beta_F(i_C) \qquad (5.299)$$

prin diferențiere obținem

$$\Delta i_C = \beta_F \Delta i_B + (I_B + I_{CBO}) \frac{\Delta\beta_F}{\Delta i_C} \qquad (5.300)$$

și h_{fe} se scrie (conform definiției)

$$h_{fe} = \frac{\Delta i_C}{\Delta i_B} = \frac{\beta_F}{1 - (I_B + I_{CBO}) \left.\dfrac{\partial\beta_F}{\partial i_C}\right|_{I_C}}. \qquad (5.301)$$

Se știe că $\beta_F = \beta_F(i_C)$ are un maxim. La curenți mai mici $(\partial\beta_F/\partial i_C) > 0$ și $h_{fe} > \beta_F$. La curenți mai mari decît cel corespunzător maximului avem $(\partial\beta_F/\partial i_C) < 0$ și $h_{fe} < \beta_F$. Deoarece maximul este destul de plat, pe o anumită plajă de curenți putem considera $\beta_F \cong const$ și $h_{fe} \cong \beta_F$.

○ **Observație.** Circuitul echivalent cu $h_{re} = 0$, $h_{oe} = 0$ reflectă de fapt *neglijarea modulării grosimii bazei*. El descrie tranzistorul în curent alternativ: la bornele de intrare ca o simplă rezistență; la bornele de ieșire ca un generator ideal de curent comandat de curentul de intrare.

Dacă $r_{b'c}$ și r_{ce} nu se mai neglijează în circuitul din figura 5.94, atunci conform definiției (5.295), putem scrie ($\underline{I}_i = 0$, $\underline{V}_i = \underline{V}_{b'e}$)

$$h_{re} = \frac{r_{b'e}}{r_{b'e} + r_{b'c}} \cong \frac{r_{b'e}}{r_{b'c}} \qquad (5.302)$$

și din relația (5.224) conchidem

$$h_{re} \cong \eta \ll 1, \qquad (5.303)$$

unde η este factorul de modulare a grosimii bazei.

Parametrul h_{oe} se determină conform definiției, folosind circuitul echivalent din figura 5.95,*a* ($\underline{I}_i = 0$). Deoarece curentul dat de generatorul comandat poate fi scris

$$g_m \underline{V}_{b'e} = \frac{g_m r_{b'e}}{r_{b'e} + r_{b'c}} \underline{V}_o, \qquad (5.304)$$

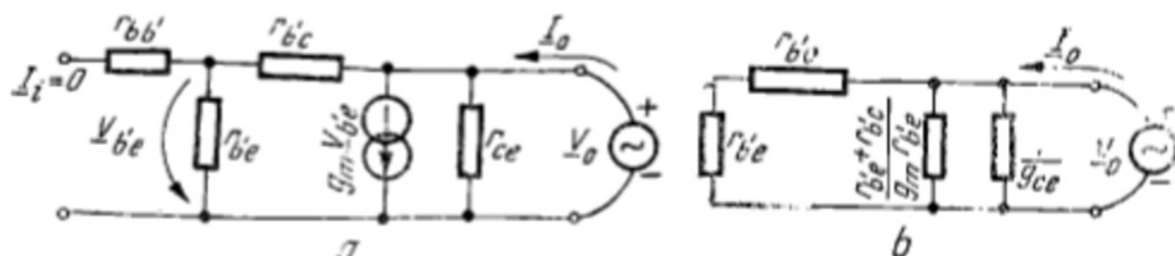


Fig. 5.95

şi generatorul poate fi înlocuit cu o rezistenţă (deoarece este comandat acum de tensiunea la borne), aşa cum se arată în figura 5.95,*b*. De aici, conductanţa de ieşire, h_{oe}, are expresia

$$h_{oe} = g_{ce} + \frac{g_m r_{b'e}}{r_{b'e} + r_{b'c}} + \frac{1}{r_{b'e} + r_{b'c}} \cong g_{ce} + g_m \frac{r_{b'e}}{r_{b'e} + r_{b'c}}. \qquad (5.305)$$

Dacă ţinem seama de relaţiile (5.224) şi (5.225) rezultă

$$h_{oe} \cong g_{ce} + \eta g_m \cong 2\ g_{ce}. \qquad (5.306)$$

○ **Notă.** Relaţiile (5.303) şi (5.306) sînt interesante prin simplitatea lor. Totuşi nu trebuie să pierdem din vedere faptul că *teoria circuitului natural este aproximativă*. Ca urmare, vom adopta următoarea tactică prudentă: vom accepta circuitul echivalent ca atare fără a mai apela la relaţiile dintre elementele sale. În acest fel, din calculele noastre vor dispărea β_F şi η.

5.11.3. Determinarea elementelor circuitului echivalent

Măsurările se fac într-un anumit punct de funcţionare, la o frecvenţă joasă (1 kHz), respectînd condiţia de semnal mic.

Pentru estimarea pantei se foloseşte relaţia de definiţie (5.204) reluată aici

$$g_m = \frac{qI_C}{kT}. \qquad (5.307)$$

Se determină apoi $r_{b'e}$, prin calcul din relaţia (5.308)

$$r_{b'e} = \frac{h_{fe}}{g_m}, \qquad (5.308)$$

unde h_{fe} este măsurat.

Rezistenţa distribuită a bazei rezultă apoi din (5.296)

$$r_{bb'} = h_{ie} - r_{b'e}, \qquad (5.309)$$

unde h_{ie} este măsurat*.

* Această determinare este imprecisă, deoarece rezultă din diferenţa a două numere mari; $r_{bb'}$, poate fi neglijată în multe calcule de circuit (în special la frecvenţă joasă). Variază cu frecvenţa. Se poate măsura la frecvenţe foarte înalte (se va reveni).

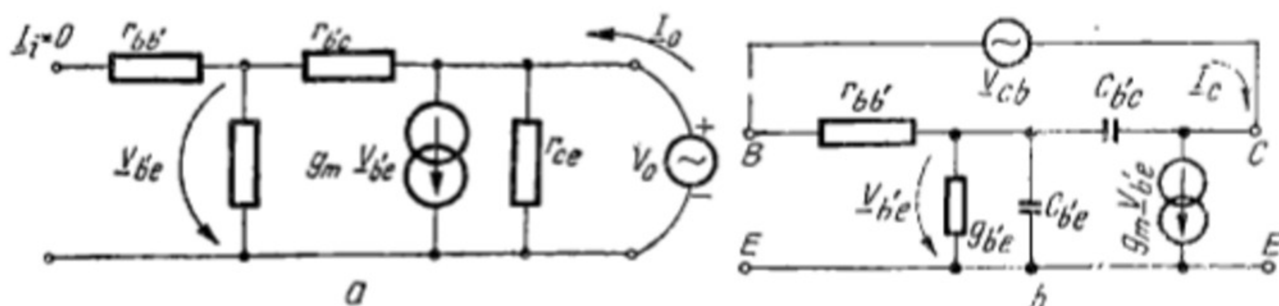


Fig. 5.96

Ultimii doi parametri, r_{ce} şi r_{oe} rezultă din (5.302) şi (5.305) care se retranscriu

$$r_{b'c} \cong \frac{r_{b'e}}{h_{re}} \ (h_{re} = \text{măsurat}). \tag{5.310}$$

Capacităţile $C_{b'c}$ şi $C_{b'e}$ din circuit (fig. 5.70) se determină astfel:

— $C_{b'c}$ se poate afla măsurînd capacitatea între electrozii bază şi colector ai tranzistorului, cu emitorul în gol (în curent alternativ). Aceasta este de fapt capacitatea de ieşire în conexiunea bază comună şi se notează cu C_{ob}. Din figura 5.96 se vede că măsurăm de fapt* pe $C_{b'c}$ în serie cu $r_{bb'}$ deci chiar pe $C_{b'c} \cong C_{ob}$ dacă frecvenţa este suficient de joasă pentru ca $1/\omega C_{b'c} \gg r_{bb'}$;

— capacitatea $C_{b'e}$ se poate obţine din relaţia (5.268), şi anume

$$C_{b'e} = \frac{g_m}{2\pi f_T} - C_{b'c}, \tag{5.311}$$

unde f_T se determină aşa cum s-a arătat în paragraful 5.10.1.

Valoarea lui $r_{bb'} = 1/g_{bb'}$ la frecvenţe înalte se poate găsi prin măsurarea admitanţei de intrare cu ieşirea în scurtcircuit la $\omega \gg \omega_\beta$:

$$\underline{y}_{ie} = \frac{j\omega(C_{b'e} + C_{b'c})g_{bb'}}{g_{bb'} + j\omega(C_{b'e} + C_{b'c})}. \tag{5.312}$$

Atunci cînd frecvenţa creşte, ne apropiem de situaţia

$$\mathrm{Re}[\underline{y}_{ie}] = g_{bb'} = \frac{1}{r_{bb'}}. \tag{5.313}$$

* Generatorul de curent comandat este inactiv, deoarece $\underline{V}_{b'e} = 0$ în circuitul considerat (pentru verificare se însumează curenţii în nodul emitorului).

Capitolul 6

TRANZISTORUL CU EFECT DE CÎMP CU JONCȚIUNE

6.1. GENERALITĂȚI

6.1.1. Construcție, principiu de funcționare

Tranzistorul cu efect de cîmp cu joncțiune (TECJ), propus de *Shockley* în 1952, este în esență un rezistor a cărui secțiune este controlată de grosimea regiunii de sarcină spațială a unei joncțiuni *pn*. Termenul de efect de cîmp este legat de existența cîmpului electric din regiunea de sarcină spațială amintită*. Intensitatea acestui cîmp (transversal pe direcția de curgere a curentului) este determinată de tensiunea aplicată joncțiunii.

● Figura 6.1 arată un **tranzistor cu efect de cîmp cu joncțiune realizat în construcție planar-epitaxială.** Conducția are loc într-un *canal de tip n* (stratul epitaxial din figura 6.1), între contactele de *sursă* (care emite electroni) și respectiv *drenă* (care îi colectează). Pentru ca să se obțină un bun contact ohmic la stratul epitaxial *n* (de rezistivitate relativ mare), este necesar să se mărească concentrația de impurități din zona de contact; în acest scop, se practică difuzia celor două zone n^+ indicate pe figura 6.1.

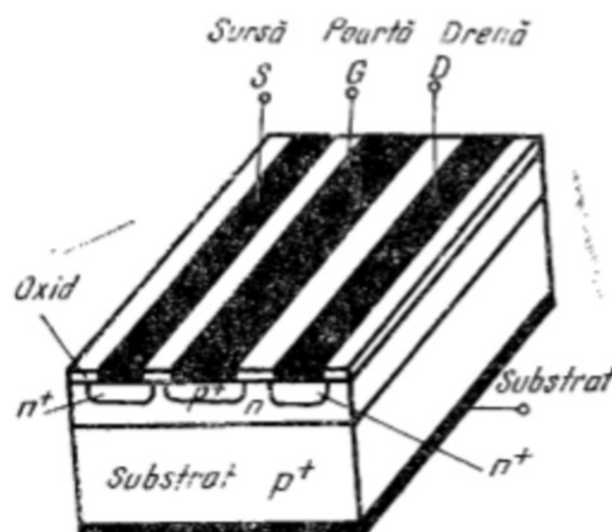


Fig. 6.1

Electrodul numit *poartă* contactează zona difuzată p^+ care, împreună cu substratul p^+, delimitează canalul *n*. *Joncțiunea pn poartă-canal* este polarizată invers, iar grosimea regiunii de sarcină spațială asociată acestei joncțiuni face ca secțiunea conductivă a canalului (regiunea *n* neutră) să fie mai mică decît distanța dintre cele două joncțiuni. Această secțiune este *controlabilă electric* prin diferența de potențial care există între poartă și canal.

---

* Joncțiunea *pn* poate fi înlocuită cu un contact metal-semiconductor de tip Schottky (capitolul 4). Alt tip de *tranzistor cu efect de cîmp* este cel *cu poartă izolată*, cunoscut mai ales în versiunea de tranzistor MOS (metal oxid semiconductor) (a se vedea capitolul 7).

○ **Notă.** Și *substratul* p^+ poate fi folosit ca electrod poartă. Dacă este legat la același potențial cu poarta propriu-zisă, atunci se obține un „efect de cîmp" aproximativ simetric față de axa longitudinală a dispozitivului. Dar substratul poate fi folosit ca un al patrulea electrod, independent, caz în care se obține *tetroda cu efect de cîmp*.

● **Principiul de funcționare.** Tranzistorul cu efect de cimp cu joncțiune funcționează *cu purtători majoritari* (electroni în canalul n în cazul din figura 6.1). El face parte (ca și celelalte tipuri de tranzistoare cu efect de cîmp) din clasa dispozitivelor *unipolare* (a căror funcționare este bazată pe un singur tip de purtători de sarcină, după caz fie electroni, fie goluri).

● Tranzistorul cu efect de cîmp cu joncțiune are **avantaje** importante **față de tranzistorul bipolar.** Enumerăm:

— dependența de temperatură mai redusă a caracteristicilor (aici purtătorii minoritari nu mai intervin);

— rezistența de intrare (pe electrodul poartă, joncțiune blocată) foarte mare (sute sau mii de MΩ), utilă în unele aplicații;

— inexistența tensiunii de decalaj (tensiunea drenă-sursă este zero la curent de drenă zero);

— zgomotul mai redus (se va reveni în alt capitol).

Pe de altă parte tranzistorul cu efect de cîmp nu amplifică în curent, iar amplificarea în tensiune pe care o oferă este mică. În circuitele electronice cu componente discrete se întîlnește și în combinație cu tranzistorul bipolar (scheme care exploatează avantajele ambelor tipuri de tranzistoare).

6.1.2. Simboluri, notații, tipuri de caracteristici statice

● **Simbolurile** folosite pentru tranzistoarele cu efect de cîmp cu joncțiune sînt reprezentate în figura 6.2 pentru tranzistorul cu canal n (fig. 6.2,*a*) și respectiv cu canal p (fig. 6.2,*b*). Remarcăm că și în acest simbol săgeata desemnează o joncțiune pn (sensul săgeții — de la p la n).

● **Notații.** Tensiunile poartă-sursă și drenă-sursă sînt notate cu v_{GS}, respectiv v_{DS} (Fig. 6.2).

Curentul de poartă este foarte mic (de ordinul nanoamperilor) și va fi considerat practic nul ($i_G = 0$). Curentul de drenă, i_D, este normal pozitiv: intră în drena tranzistorului cu canal n (electrod care evacuează electroni) și iese din drena tranzistorului cu canal p (fig. 6.2). Curentul de sursă este egal cu cel de drenă.

● **Caracteristicile statice ale TECJ** sînt:

— *caracteristicile de ieșire* $i_D = i_D(v_{DS})$ cu $v_{GS} = const.$ ca parametru (numite și *carateristici de drenă*):

— *caractericsticile de transfer* $i_D = i_D(v_{GS})$ cu $v_{DS} = const.$

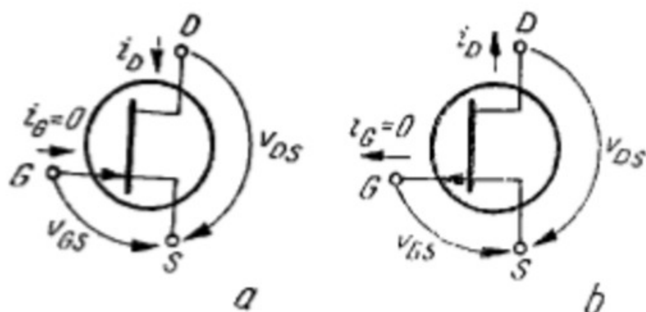


Fig. 6.2

6.2. CARACTERISTICILE STATICE CURENT-TENSIUNE

6.2.1. Modelul simetric idealizat

Analiza funcţionării se face *pentru tranzistorul cu canal n*, comportarea tranzistorului cu canal *p* fiind analoagă.

Schiţa din figura 6.1 nu este la scară: canalul poate avea o lungime (pe direcţia sursă-drenă) de zeci sau chiar de sute de ori mai mare decît grosimea sa.

● **O secţiune cu geometrie idealizată** este indicată în figura 6.3, *a*. Alegem o *structură simetrică*, deoarece este mai uşor de analizat. Grosimea canalului între planele celor două joncţiuni (perpendiculare pe planul desenului) este $2a$, dar grosimea efectivă a canalului conductiv este mai mică ($2b$) datorită îngustării pe care o produc zonele de sarcină spaţială.

● O incertitudine apare în legătură cu lungimea L a canalului, motiv pentru care s-a trecut la **modelul oarecum artificial din figura 6.3** *b*. Aceasta echivalează cu neglijarea rezistenţei regiunilor *n* din vecinătatea sursei şi respectiv a drenei (regiunile a căror conductivitate nu este modulată prin modificarea potenţialului porţii).

Se presupun joncţiuni abrupte asimetrice p^+n şi un canal uniform dopat (N_D donori ionizaţi pe cm³).

6.2.2. Funcţionarea la tensiuni drenă-sursă mici

Admiţînd $v_{DS} \cong 0$, potenţialul canalului *n* neutru este uniform şi practic egal cu potenţialul de referinţă (al electrodului sursă). Ca urmare, variaţia lărgimii regiunii de sarcină spaţială de-a lungul canalului va fi neglijabilă, iar profilul canalului va fi uniform, aşa cum se arată în figura 6.3, *b*.

● **Tensiunea prag.** Utilizînd *aproximaţia de golire*, grosimea regiunii de sarcină spaţială a joncţiunii p^+n abrupte este

$$a - b = \sqrt{\frac{2\varepsilon(\Phi_{B_0} - v_{GS})}{qN_D}}. \tag{6.1}$$

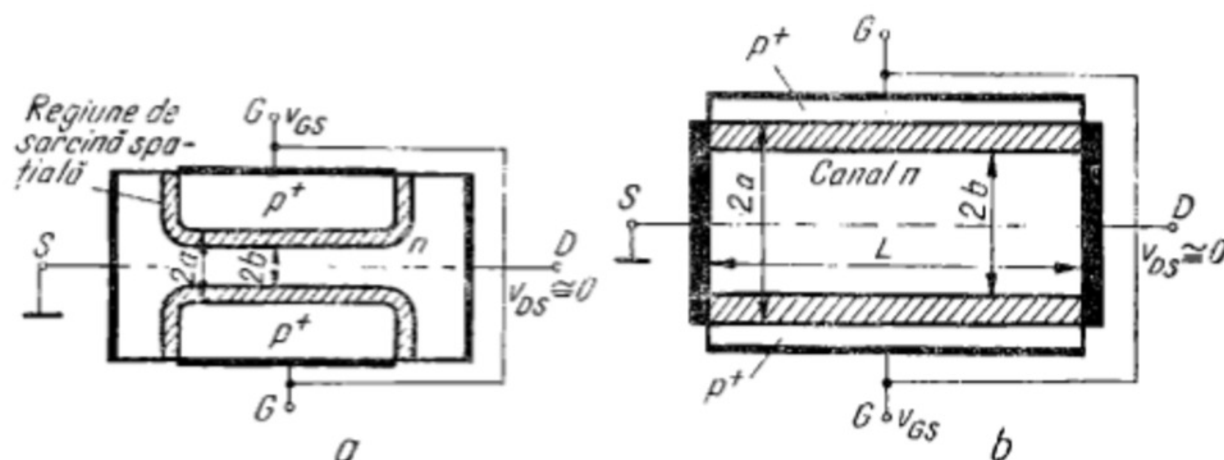


Fig. 6.3

unde Φ_{B0} este diferența internă de potențial a joncțiunii $p^{+}n$:

$$\Phi_{B0} = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2}, \quad N_A \gg N_D. \quad (6.2)$$

Dacă negativarea porții crește (V_{GS} scade), atunci grosimea efectivă a canalului, $2b$, scade, anulîndu-se pentru $V_{GS} = V_T$, unde

$$V_T = -\frac{a^2 q N_D}{2\varepsilon} + \Phi_{B0} < 0 \quad (6.3)$$

este tensiune prag* sau tensiune de tăiere (blocare).

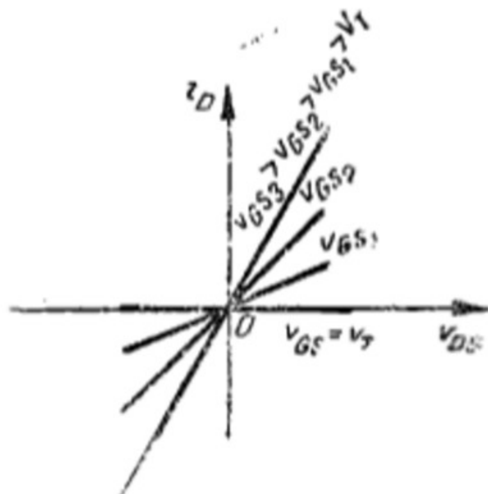


Fig. 6.4

Plaja de tensiuni care corespunde funcționării TECJ este

$$V_T < v_{GS} < V_\gamma \quad (6.4)$$

limitată superior de V_γ — tensiunea prag de deschidere a joncțiunii pn. În mod obișnuit se asigură funcționarea la $v_{GS} < 0$.

● **Conductanța G a canalului** (fig. 6.3, b) este aceea a unei bare rectangulare semiconductoare, de lungime L, grosime $2b$ și lățime (perpendicular pe planul desenului) W:

$$G = q\mu_n N_D \frac{2bW}{L}. \quad (6.5)$$

Conductanța maximă ($b \cong a$) este

$$G_0 = q\mu_n N_D \frac{2aW}{L}. \quad (6.6)$$

O expresie aproximativă* a conductanței $G = G(v_{GS})$ se obține neglijînd Φ_{B0} în expresia (6.3.) Găsim astfel

$$G \cong G_0 \cdot \left[1 - \left(\frac{v_{GS}}{V_T}\right)^{1/2}\right], \quad (6.7)$$

deci G_0 are acum semnificația conductanței canalului la $v_{GS} = 0$.

● **Caracteristicile $i_D = i_D(v_{DS})$ cu $v_{GS} = const$, la v_{DS} mic** sînt deci

$$i_D = G_0\left[1 - \left(\frac{v_{GS}}{V_T}\right)^{1/2}\right] v_{DS}; \quad v_{DS\,\text{mic}}. \quad (6.8)$$

Ele sînt schițate în figura 6.4. Caracteristica $v_{GS} = V_T$ coincide cu axa orizontală.

○ **Notă.** Liniile sînt trasate și în cadranul al treilea pentru a arăta că tranzistorul se comportă ca o conductanță liniară și pentru $v_{DS} < 0$ (drena injectează electroni și sursa îi colectează).

---

* Teoria este dezvoltată în Anexa 6.1.

Tranzistorul este folosit în regiunea liniară de la tensiuni v_{DS} mici (orientativ — sub 0,1 V), dar nu ca amplificator, ci ca *rezistență controlată în tensiune*. Aici conductanța drenă-sursă g_d este identică cu conductanța G a canalului și rezistența drenă-sursă este $r_d = r_d(V_{GS})$ unde V_{GS} este tensiunea continuă poartă-sursă. Pentru calcule practice se poate aproxima r_d cu expresia empirică

$$r_d = \frac{r_0}{1 - KV_{GS}}, \tag{6.9}$$

unde r_0 este rezistența pentru $V_{GS} = 0$ și K — o constantă a tranzistorului.

Dintre aplicațiile acestui mod de lucru cităm: controlul automat al amplificării (cu ajutorul semnalului redresat și filtrat), atenuatorul comandat în tensiune.

6.2.3. Caracteristicile de drenă

În figura 6.5 sînt reprezentate *caracteristicile experimentale de drenă* $i_D = i_D(v_{DS})$ *pentru* $v_{GS} = const.$ *ale unui tranzistor cu canal n*. Aceste caracteristici sînt liniare numai la tensiuni v_{DS} foarte mici. Pentru tensiuni v_{DS} mai mari distingem: *o zonă neliniară; o zonă de saturație a curentului* (foarte slab dependent de v_{DS}); *o zonă de creștere abruptă a curentului (străpungere)*.

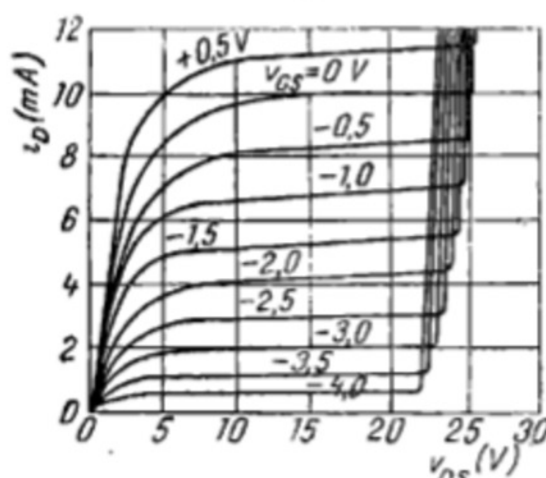


Fig. 6.5

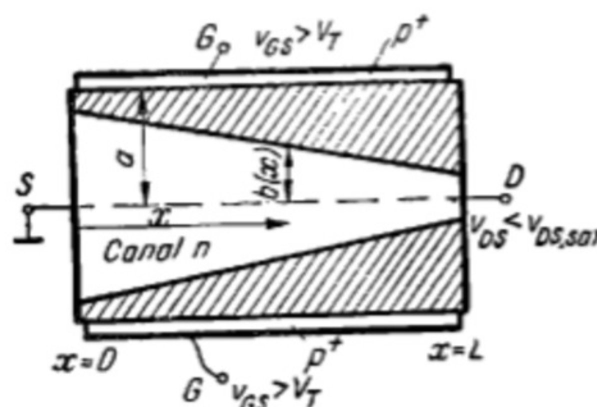


Fig. 6.6

● **Zona neliniară.** Figura 6.6 prezintă o schiță a profilului de sarcină spațială din canal la o tensiune $v_{DS} < v_{DS,sat}$, unde $v_{D,sat}$ este tensiunea (destul de imprecis indicată pe figura 6.5) la care apare saturația curentului de drenă. Potențialul canalului crește treptat de la sursă la drenă, polarizînd invers din ce în ce mai puternic porțiunea corespunzătoare a joncțiunii *pn* poartă-canal. Ca urmare, canalul se îngustează treptat pe măsură ce ne apropiem de drenă.

Se presupune că variația lărgimii canalului se face suficient de lent pentru ca în fiecare punct al canalului să se poată utiliza o analiză unidimensională (*aproximația graduală* a lui Shockley). Ca urmare, se calculează mai întîi grosimea regiunii de sarcină spațială la o distanță oarecare x de sursă (neglijînd efectul cîmpului electric longitudinal) și apoi se esti-

mează curentul de cîmp pe direcția x (care este egal cu i_D). Calculele sînt date în anexa 6.1. Aici remarcăm numai că forma caracteristicilor din figura 6.5 este ușor de justificat. În primul rînd canalul nu se mai comportă ca o rezistență liniară deoarece grosimea canalului nu mai este uniformă. În al doilea rînd, curbarea caracteristicii este în sensul creșterii rezistenței deoarece căderea de tensiune v_{DS} micșorează secțiunea conductivă a canalului.

● **Zona de saturație.** Urmărind mai departe o curbă $v_{DS} = const.$ în sensul creșterii lui v_{DS}, constatăm că la un moment dat i_D nu mai crește (apreciabil) cu v_{DS}. Aceasta corespunde saturației curentului. Prin definiție

$$v_{DS} \geqslant v_{DS,sat}, \; i_D = I_{D,sat}\,. \tag{6.10}$$

Teoria arată că saturația corespunde momentului în care canalul este strangulat lîngă drenă*. Această strangulare apare la rîndul ei atunci cînd diferența de potențial între poartă și extremitatea de lîngă drenă a canalului ($x = L$) este egală cu tensiunea prag (6.3), deci

$$v_{GS} - v_{DS,sat} = V_T \tag{6.11}$$

sau

$$v_{DS,sat} = v_{GS} - V_T \tag{6.12}$$

Figura 6.5 arată cum $v_{DS,sat}$ crește cu v_{GS}. Forma „ideală" a caracteristicilor de drenă, cu delimitarea zonei de saturație a curentului, apare în figura 6.7.

O discuție interesantă este legată de **situația fizică în tranzistor pentru $\mathbf{v_{DS} > v_{DS,sat}}$**. Figura 6.8 arată profilul canalului după saturație.

Atunci cînd v_{DS} depășește $v_{DS,sat}$ cu o mică cantitate, Δv, regiunea de sarcină spațială traversată de curentul de drenă are grosimea δ. Căderea de tensiune pe canalul conductiv este $v_{DS,sat}$, deci căderea de tensiunea pe stratul de sarcină spațială de grosime δ este Δv. De aici — existența unui cîmp electric longitudinal intens care antrenează electronii spre drenă. Acești electroni traversează regiunea de sarcină spațială exact în același

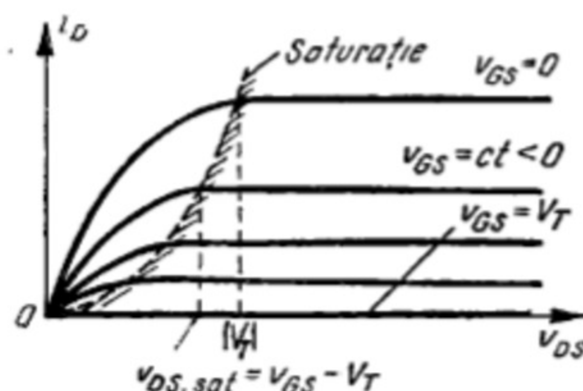


Fig. 6.7

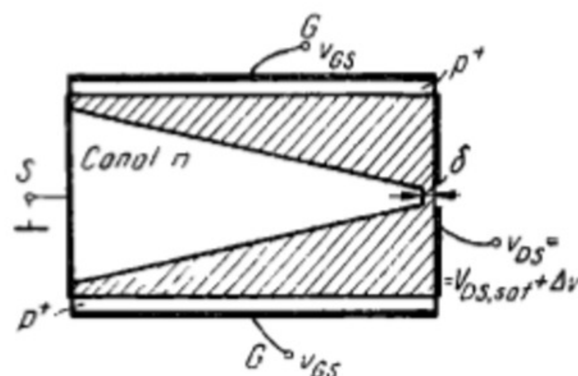


Fig. 6.8

* Intuitiv, în acel moment canalul conductiv este separat de drenă prin regiunea de sarcină spațială și variația potențialului drenei nu mai are nici o influență asupra curentului, de unde $\partial i_D/\partial v_{DS} = 0$ la $v_{GS} = const.$

mod în care electronii minoritari în baza unui tranzistor *npn* sînt antrenaţi de cîmpul electric peste regiunea de barieră a colectorului.

Dacă v_{DS} *creşte şi mai mult,* regiunea golită de lîngă drenă se mai îngroaşă puţin, ceea ce atrage o mică scurtare a canalului conductiv. Diferenţa de potenţial care cade pe lungimea acestui canal este, prin definiţie, tot $v_{DS,sat}$ şi curentul de drenă rămîne tot acelaşi deoarece numărul purtătorilor de sarcină care ajung la capătul canalului este tot acelaşi*.

● **Zona de străpungere.** În sfîrşit (fig. 6.5), *la tensiuni* v_{DS} *mari* apare o creştere abruptă a lui i_D datorită străpungerii prin multiplicare în avalanşă care apare la capătul de lîngă drenă ($x = L$) al joncţiunii poartă-canal. Punînd $V_{(BR)DS} - V_{GS} = V_a$, obţinem tensiunea de străpungere drenă-sursă

$$V_{(BR)DS} = V_a + V_{GS}, \tag{6.13}$$

deci $V_{(BR)DS}$ creşte uşor cu V_{GS}, aşa cum se arată în figura 6.5.

6.2.4. Caracteristica de transfer

Dispozitivul este folosit ca amplificator în zona $v_{DS} > v_{DS,sat}$. Aici $i_D = I_{D,sat}$ = independent de v_{DS}, conform caracteristicilor ideale $i_D = i_D(v_{DS})$ din figura 6.7. Ca urmare, tranzistorul lucrînd în zona de saturaţie a curentului are o *unică* caracteristică de transfer $i_D = i_D(v_{GS})$, independentă de v_{DS}, cu condiţia ca $v_{DS} > v_{DS,sat}$. Ecuaţia acestei caracteristici este dedusă în anexa 6.1. Pentru calcule de circuit se foloseşte însă *aproximaţia parabolică* (fig. 6.9):

$$i_D = i_{D,sat} = I_{DSS}\left(1 - \frac{v_{GS}}{V_T}\right)^2. \tag{6.14}$$

6.2.5. Efectul variaţiei temperaturii

Odată cu creşterea temperaturii, I_{DSS} scade datorită scăderii mobilităţii purtătorilor de sarcină (variaţie relativ lentă). Totodată, Φ_{B0} scade cu creşterea lui T, astfel încît V_T scade (relaţiile 6.2 şi 6.3). Ca urmare, caracteristicile de transfer se modifică aşa cum se vede în figura 6.10.

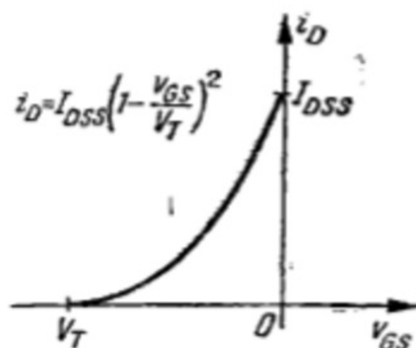


Fig. 6.9

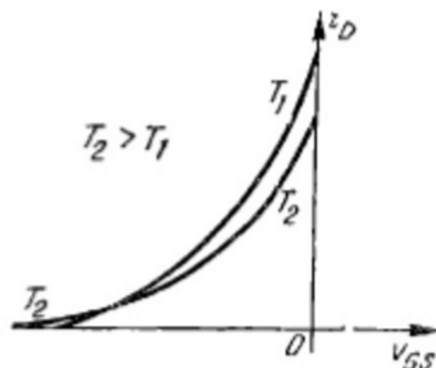


Fig. 6.10

* De fapt, uşoara scurtare a canalului determină o slabă creştere a curentului (experimental în figura 6.5).

Zona preferată de lucru este cea de la curenţi mari, acolo unde şi panta tranzistorului $g_m = di_D/dv_{GS}$ este mai mare. Aici curentul scade cu creşterea temperaturii (la $v_{GS} = const.$). *Problema ambalării termice nu se pune în cazul TECJ.*

6.3. POLARIZAREA TECJ

● Figura 6.11, *a* prezintă un **circuit în care polarizarea porţii faţă de sursă este asigurată prin căderea de tensiune dată de curentul de sursă** $i_S = i_D$ **pe rezistenţa** R_S. Această tensiune este **aplicată pe poartă prin rezistenţa** R_G, care are valori de ordinul MΩ. Valori mai mari nu sînt recomandate deoarece curentul continuu invers de poartă, deşi mic, dă o cădere de tensiune apreciabilă pe o rezistenţă R_G prea mare (de exemplu $i_G = -10$ nA pe $R_G = 100$ MΩ dă o cădere de tensiune $\Delta v_{GS} = -i_G R_G = 1$ V). Această variaţie a tensiunii poartă-sursă este nereproductibilă şi creşte rapid cu temperatura (deoarece i_G este curentul invers al unei joncţiuni *pn*).

Deoarece

$$v_{GS} = -R_S i_D, \tag{6.15}$$

punctul de funcţionare în planul caracteristicii de transfer poate fi determinat prin intersecţia cu „linia de polarizare" (6.15), aşa cum se arată în figura 6.11,*b*. Datorită dispersiei caracteristicilor* caracteristica $i_D = i_D(v_{GS})$ este însă nesigură. În figura 6.11,*c* sînt reprezentate caracteristici de transfer extreme, care au în vedere atît dispersia de la un exemplar la celălalt, cît şi variaţia cu temperatura pentru un tip de tranzistor. Să presupunem că variaţia lui I_D corespunzător punctului static de funcţionare nu este tolerată decît între I_A şi I_B care determină punctele *A* şi *B* pe caracteristicile extreme. Ca urmare, linia de polarizare (6.15) trebuie să intersecteze caracteristicile de transfer între punctele *A* şi *B*, aşa cum se arată în figura 6.11,*c*.

● **Polarizaţie cu divizor rezistiv pe poartă.** *Atunci cînd variaţia* $\Delta I_D = I_B - I_A$ *impusă este prea mică,* nu putem găsi o linie de polarizare

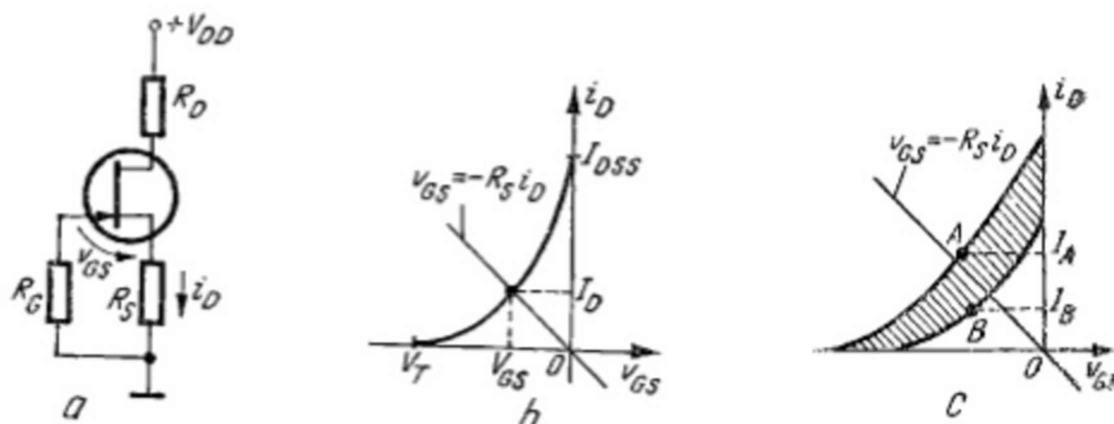


Fig. 6.11

* Variaţia lui V_T, de pildă, apare datorită nereproductibilităţii lui N_D şi a (formula (6.3)).

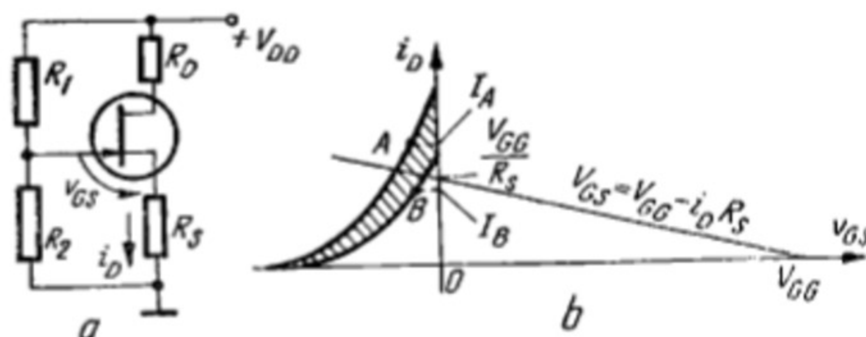


Fig. 6.12

care să treacă corect printre punctele A şi B şi în acelaşi timp prin origine. În această situaţie circuitul de polarizare va fi modificat ca în figura 6.12, *a*, pentru a asigura

$$v_{GS} = V_{GG} - i_D R_S, \quad V_{GG} = \frac{R_2 V_{DD}}{R_1 + R_2} \tag{6.16}$$

şi o polarizare corectă (figura 6.12, *b*).

6.4. CIRCUITUL ECHIVALENT DE SEMNAL MIC

6.4.1. Circuitul echivalent la frecvenţe joase

La frecvenţe joase comportarea tranzistorului este *cvasistaţionară* şi modelul de semnal mic poate fi dedus prin *liniarizarea* caracteristicilor în jurul unui punct de funcţionare.

Definirea parametrilor circuitului echivalent se face plecînd de la

$$i_D = i_D(v_{GS}\,;\; v_{DS}). \tag{6.17}$$

● Diferenţiind:

$$\mathrm{d}i_D = \frac{\partial i_D}{\partial v_{GS}} \cdot \mathrm{d}v_{GS} + \frac{\partial i_D}{\partial v_{DS}} \cdot \mathrm{d}v_{DS} \tag{6.18}$$

şi trecînd la variaţii finite (dar mici)

$$\Delta i_D = g_m \Delta v_{GS} + g_d \Delta v_{DS}, \tag{6.19}$$

definim **panta** sau **transconductanţa**

$$g_m = \left.\frac{\partial i_D}{\partial v_{GS}}\right|_{V_{DS}} \cong \left.\frac{\Delta i_D}{\Delta v_{GS}}\right|_{V_{DS}} \tag{6.20}$$

şi **conductanţa de drenă** şi *de ieşire*

$$g_d = \left.\frac{\partial i_D}{\partial v_{DS}}\right|_{V_{GS}} \cong \left.\frac{\Delta i_D}{\Delta v_{DS}}\right|_{V_{GS}} = \frac{1}{r_d} \tag{6.21}$$

(r_d este rezistenţa de drenă).

Dacă tranzistorul este polarizat în regiunea liniară a caracteristicilor, atunci panta g_m şi rezistenţa de drenă r_d au valori mici. În regim de

saturaţie a curentului, la acelaşi V_{GS} panta este maximă, iar rezistenţa de drenă este foarte mare (teoretic infinită dacă admitem că saturaţia curentului este perfectă). Aceasta este regiunea în care tranzistorul va fi folosit ca amplificator.

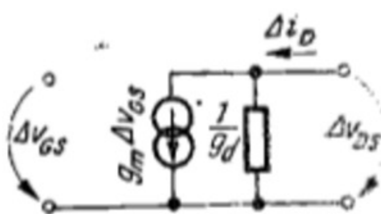


Fig. 6.13

În regiunea de saturaţie, acceptînd expresia empirică (6.14)

$$g_m = \left.\frac{\partial i_D}{\partial v_{GS}}\right|_{V_{GS}} = \frac{-2I_{DSS}}{V_T}\left(1 - \frac{V_{GS}}{V_T}\right) \tag{6.22}$$

sau

$$g_m = g_{m0}\left(1 - \frac{V_{GS}}{V_T}\right), \tag{6.23}$$

unde

$$g_{m0} = \left.\frac{\partial i_D}{\partial v_{GS}}\right|_{V_{GS}=0} = \frac{-2I_{DSS}}{V_T} > 0, \quad V_T < 0 \tag{6.24}$$

este panta maximă (obţinută la $V_{GS} = 0$). Evident, tranzistorul amplifică mai puternic la curenţi de drenă mai mari.

● **Circuitul echivalent** din figura 6.13 corespunde relaţiei (6.19). Pe figură, variaţiile mărimilor electrice pot fi înlocuite cu fazorii componentelor alternative corespunzătoare (regim de curent alternativ).

Circuitul echivalent este valabil la excursii suficient de mici ale variabilelor în jurul punctului de funcţionare. În regiunea de saturaţie a curentului, variaţia lui i_D cu v_{DS} la $v_{GS} = const.$ poate fi aproximată liniar pe o plajă largă (fig. 6.5). Dependenţa (6.14) a lui i_D de v_{GS} în jurul unui punct de funcţionare poate fi aproximată liniar dacă Δv_{GS} este suficient de mic faţă de V_T.

Valorile uzuale pentru g_m şi r_d sînt de ordinul 0,1 — 10 mA/V şi respectiv 0,1 — 1 MΩ.

6.4.2. Circuitul echivalent la frecvenţe înalte

La frecvenţe înalte trebuie luate în considerare capacităţile între electrozi, aşa cum se indică în figura 6.14. C_{gs} este capacitatea de barieră dintre poartă şi sursă, iar C_{gd} este capacitatea de barieră dintre poartă şi drenă. Valorile obişnuite pentru aceste capacităţi sînt de ordinul 1 — 10 pF. C_{ds} capacitatea drenă-sursă a canalului, poate avea valori de 0,1 — 1 pF.

Datorită capacităţilor dintre electrozi, în tranzistor apare o reacţie internă iar amplificarea scade la frecvenţe înalte.

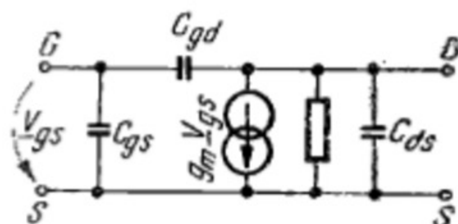


Fig. 6.14

6.5. TRANZISTORUL CU EFECT DE CÎMP CU JONCȚIUNE FOLOSIT ÎN ETAJE DE AMPLIFICARE

6.5.1. Etaj sursă comună

În figura 6.15,*a* este reprezentat un etaj de amplificare cu TECJ în conexiune sursă comună. **Schema echivalentă de curent alternativ la frecvențe joase** apare în figura 6.15,*b*. Amplificarea în tensiune este

$$\underline{A}_{V,g} = \frac{\underline{V}_o}{\underline{V}_g} = \frac{\underline{V}_o}{\underline{V}_i} \cdot \frac{\underline{V}_i}{\underline{V}_g} = \frac{-g_m R_L}{1 + g_d R_L} \cdot \frac{R}{R + R_G}, \tag{6.25}$$

unde $R = R_1R_2/(R_1 + R_2)$. Uzual $R_L \ll 1/g_d = r_d$ și $R_G \ll R$ astfel încît

$$\underline{A}_{V,g} \cong -g_m R_L. \tag{6.26}$$

○ **Observație.** Expresia amplificării în tensiune este aceeași ca la etajul cu tranzistor bipolar în conexiune *EC*. Panta TECJ este însă sensibil mai mică la același curent de lucru. Într-adevăr, panta maximă la TECJ este $I_{DSS}/(|V_T|/2)$, unde V_T este de ordinul a cîțiva volți, în timp ce la tranzistorul bipolar este $I_C/(kT/q)$, unde kT/q este de 0,025 V la temperatura camerei.

● **La frecvențe înalte, circuitul echivalent** al întregii scheme arată ca în figura 6.16, *a*. Aplicînd teorema Miller capacității C_{gd}, obținem circuitul echivalent din figura 6.16,*b* unde C_i este capacitatea de intrare

$$C_i = C_{gs} + (1 + g_m R_L)C_{gd}. \tag{6.27}$$

Această capacitate este considerabil mărită prin *efect Miller* (pentru $R_L = 0$ rezultă $C_i = C_{gs} + C_{gd}$) și tinde să scurtcircuiteze intrarea pentru frecvențe mai înalte (efectul este important deoarece rezistența de intrare la frecvențe joase este foarte mare). De notat *dependența capacității de intrare de sarcina* R_L.

Un calcul exact pe circuitul din figura 6.16,*b* indică scăderea amplificării (sugerată de altfel și de efectul de scurtcircuitare al lui C_i discutat mai sus).

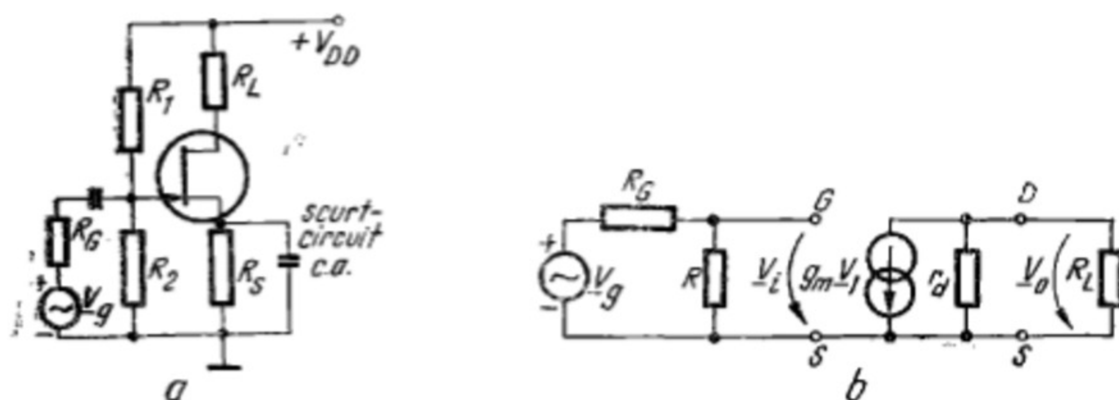


Fig. 6.15

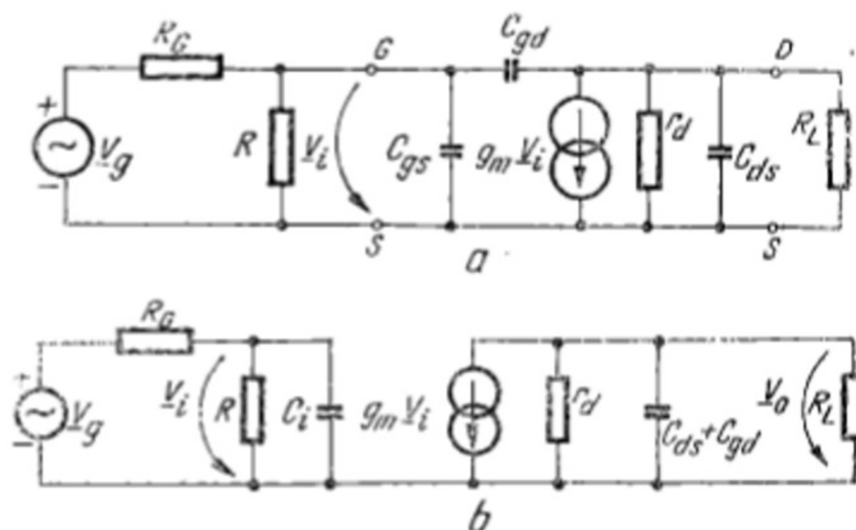


Fig. 6.16

6.5.2. Etaj drenă comună

Figura 6.17, *a* arată un etaj cu TECJ în conexiune drenă comună. Schema de curent alternativ apare în figura 6.17,*b*, iar după înlocuirea tranzistorului cu circuitul său echivalent — în figura 6.17,*c*. Amplificarea în tensiune calculată cu $R_L \ll r_d = 1/g_d$ şi $R_G \ll R$ este

$$\underline{A}_V = \frac{\underline{V}_o}{\underline{V}_g} \cong \frac{g_m R_L}{1 + g_m R_L} . \tag{6.28}$$

Dacă $g_m R_L \gg 1$ atunci $|\underline{A}_V| \lesssim 1$, motiv pentru care circuitul se mai numeşte *repetor pe sursă*.

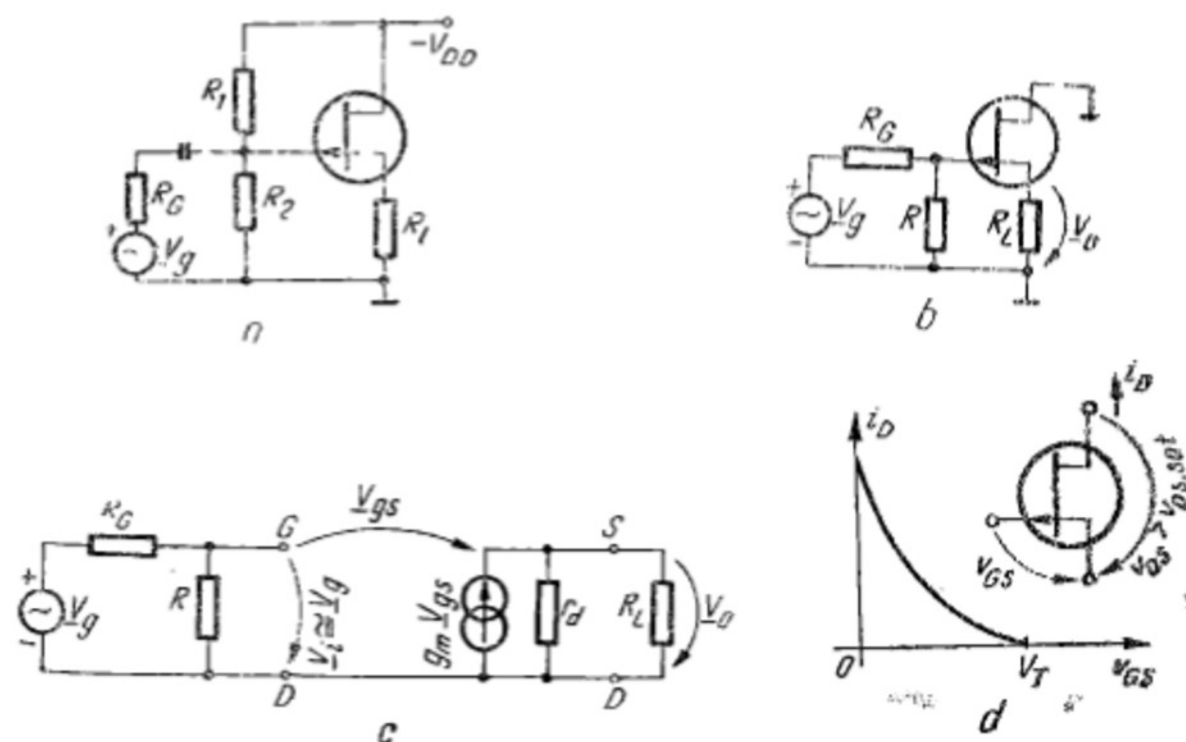


Fig. 6.17

De fapt, $g_m R_L$ nu poate fi foarte mare (R_L nu poate crește mult, deoarece trebuie mărită corespunzător tensiunea de alimentare V_{DD}), deci $\underline{A}_V$ va fi sensibil diferit de unitate (de pildă 0,9).

Capacitatea de intrare, calculată exact ca mai sus, este

$$C_i = C_{gd} + C_{gs}(1 - \underline{A}_V) \cong C_{gd}\,; \tag{6.29}$$

deci este mult mai mică decît la etajul drenă comună, ceea ce reprezintă un avantaj.

O **Notă.** Tranzistorul din figura 6.17, *a* este cu canal *p*. Caracteristica sa este dată tot de o lege de tipul (6.14), dar aici $V_T > 0$ și tranzistorul este deschis atunci cînd $0 < v_{GS} < V_T$ (fig. 6.17, *d*), (i_D scade cînd v_{GS} crește). Dacă se definește circuitul echivalent în maniera din paragraful 6.4.1, atunci generatorul de curent trebuie să aibă sens opus celui din figura 6.13, dar g_m calculat cu formula (6.22) va fi negativ. Se preferă să se reprezinte circuitul echivalent tot sub forma din figura 6.13, luînd însă valoarea absolută a pantei g_m calculată conform definiției.

Capitolul 7

TRANZISTORUL MOS

Tranzistorul MOS *este un dispozitiv electronic bazat pe conducția curentului electric la suprafața semiconductorului.* Proprietățile conductive ale suprafeței semiconductorului sînt controlate de un cîmp electric aplicat printr-un electrod izolat de semiconductor (poarta). Aceste aspecte constructive definesc familia tranzistoarelor cu efect de cîmp cu poartă izolată sau, pe scurt, TEC–MIS (de la tranzistoare cu efect de cîmp — — metal — izolator — semiconductor). Dispozitivul TEC–MOS sau, mai simplu, tranzistorul MOS, este practic unicul reprezentant al acestei familii (fig. 7.1).

Izolatorul folosit este un strat subțire de oxid (SiO_2) crescut prin oxidarea termică a suprafeței siliciului.

Uneori se folosesc două straturi de izolator suprapuse : bioxid de siliciu și nitrură de siliciu, în care caz structura se numește tranzistor MNOS.

Poarta este realizată, de regulă, din aluminiu, dar poate fi realizată și din alte materiale, de exemplu siliciu policristalin puternic dopat.

Conducția se realizează la suprafața *substratului de siliciu*, între două zone cu tip de conductivitate opus celui al substratului ; cele două zone se numesc *sursă* (*S*) și *drenă* (*D*).

În figura 7.1 s-a considerat un substrat (*SB*) de tip *p* ; în acest caz sursa și drena sînt de tip *n*. Pentru a se putea stabili un curent electric între sursă și drenă, suprafața semiconductorului trebuie *inversată* ca tip de conductivitate, adică trebuie să devină de tip *n*. În acest caz, la suprafață apare un *canal* conductor, de tip *n*, care leagă sursa de drenă. Inversarea tipului de conductivitate a suprafeței, precum și controlul rezis-

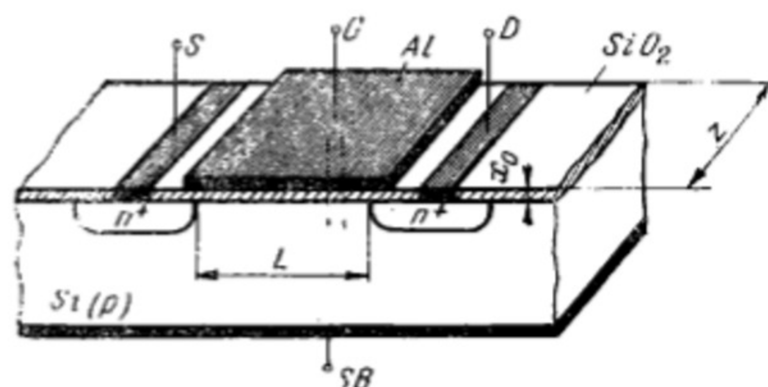


Fig. 7.1

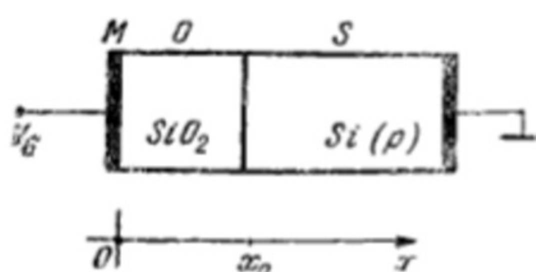


Fig. 7.2

tivității canalului se face de către poartă. De aceea, un interes primordial pentru studiu îl oferă o secțiune transversală prin tranzistor (vezi liniile punctate din figura 7.1); această structură este cunoscută sub denumirea de *capacitor MOS*. Analiza capacitorului MOS depășește sfera interesului pentru tranzistorul MOS, întrucît acesta este utilizat ca atare și în circuite integrate sau ca dispozitiv de test al suprafeței semiconductoarelor.

7.1. CAPACITORUL MOS

Structura capacitorului MOS este prezentată în figura 7.2. Se consideră un substrat din siliciu, tip *p*, acoperit cu un strat de bioxid de siliciu de grosime x_0. Tensiunea aplicată pe poartă în raport cu substratul se notează V_G.

7.1.1. Capacitorul MOS ideal

Pentru început se consideră un capacitor MOS ideal, caracterizat de:

— comportarea la suprafață a semiconductorului identică cu cea din volum;

— absența oricărei sarcini în oxid sau la interfața oxid-siliciu;

— neglijarea diferenței interne de potențial dintre metal și semiconductor.

● Diagrama energetică a structurii **la echilibru termic** este prezentată în figura 7.3.

● **Dacă structura se polarizează cu tensiune pe poartă** $V_G < 0$ aceasta duce la o acumulare de goluri la suprafața semiconductorului (prin efectul atracției electrostatice). Diagrama energetică și sarcinile din structură sînt prezentate în figura 7.4. Datorită calității de bun izolator a oxidului, curentul prin structură este practic nul, deci nivelul Fermi din semiconductor este constant (ca și la echilibru termic). Sarcina electrică negativă (Q_G) de pe electrodul metalic își găsește corespondentul în semiconductor prin sarcina pozitivă Q_p a golurilor acumulate la suprafață; evident $Q_G = -Q_p$.

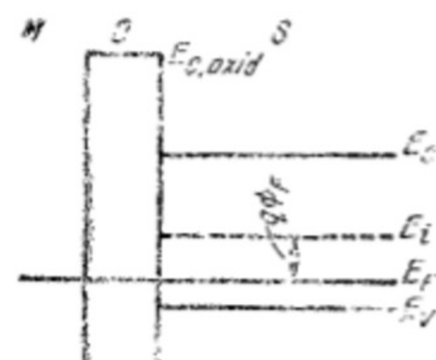


Fig. 7.3

● **Aplicarea unei tensiuni** V_G **pozitive** duce la respingerea golurilor de la suprafața semiconductorului, deci la formarea unei regiuni golite (de sarcină spațială). Acest regim de lucru al capacitorului MOS se numește *regim de golire*. Diagrama energetică și sarcinile electrice în acest caz sînt prezentate

în figura 7.5. Pe electrodul metalic se găsește sarcina pozitivă Q_G. În semiconductor, în regiunea golită, există o sarcină negativă (Q_S) datorită ionilor acceptori; dacă grosimea regiunii golite este x_d, atunci sarcina Q_S(*) este dată de relația:

$$Q_S = qN_A x_d, \quad (7.1)$$

presupunînd o dopare uniformă a semiconductorului. Benzile energetice se curbează la suprafață, pe semiconductor stabilindu-se o diferență de potențial Φ_s; această mărime se numește potențialul suprafeței semiconductorului (în raport cu potențialul contactului metalic al substratului, considerat zero — vezi figura 7.2).

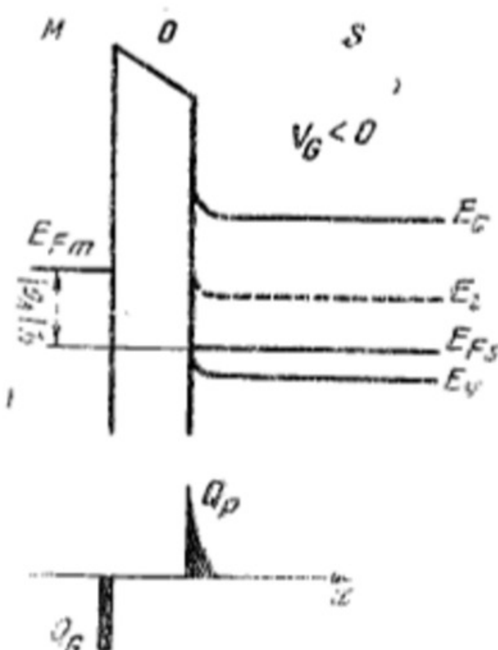


Fig. 7.4

Dacă tensiunea V_G depășește o anumită valoare, benzile energetice se curbează astfel încît la suprafață nivelul Fermi trece în jumătatea de sus a benzii interzise (fig. 7.6); în acest caz, suprafața semiconductorului devine de tip *n*, adică are loc *inversia* semiconductorului, iar sarcina din semiconductor (Q_s) este dată atît de ionii acceptori (Q_B), cît și de electronii din stratul de inversie de la suprafață (Q_n). În condiții de inversie, dependența sarcinii Q_n de potențialul Φ_s este exponențială (vezi în acest sens relația 2.7), iar a sarcinii Q_B — parabolică (la fel ca dependența de tensiune a grosimii regiunii golite la o joncțiune *pn*). De aceea, în mod practic, la o creștere a tensiunii V_G contează numai creșterea

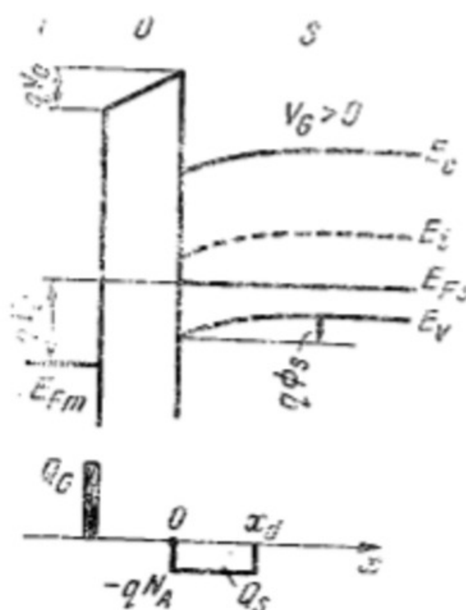


Fig. 7.5

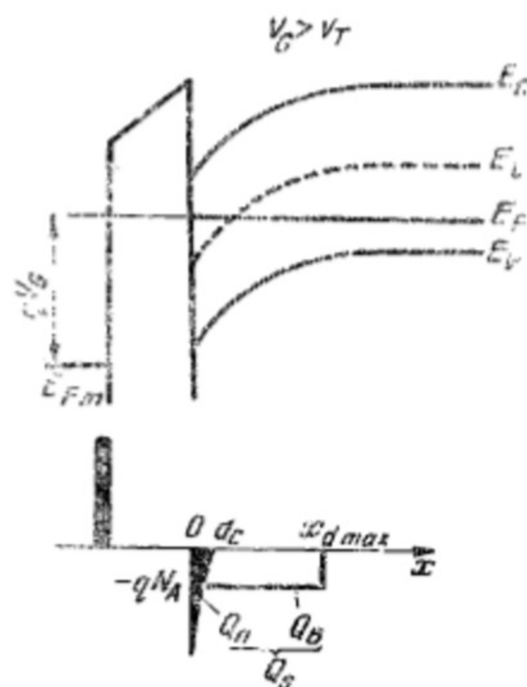


Fig. 7.6

* Toate sarcinile considerate în acest capitol se referă la unitatea de arie.

sarcinii Q_n; ca urmare, se poate considera că sarcina Q_B, şi respectiv, x_d ating valori maxime la inversie:

$$Q_B = -qN_A x_{d\,max} \tag{7.2}$$

independente de tensiune. În aceste condiţii, sarcina din semiconductor este:

$$Q_S = Q_n + Q_B = Q_n - qN_A x_{d\,max}. \tag{7.3}$$

● Pentru funcţionarea tranzistorului MOS interesează **calculul tensiunii de poartă pentru care se instalează inversia;** această tensiune se notează V_T şi poartă denumirea de *tensiune de prag*. Calculul tensiunii de prag porneşte de la cunoaşterea potenţialului de suprafaţă în momentul obţinerii inversiei. Se consideră că inversia se stabileşte în momentul în care concentraţia de purtători din stratul de inversie (la suprafaţă) este egală cu concentraţia de purtători de sarcină de tip opus din volumul semiconductorului. Notînd cu Φ_F potenţialul Fermi din volumul semiconductorului:

$$\Phi_F = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_A}{n_i}, \tag{7.4}$$

rezultă că potenţialul suprafeţei în momentul inversiei este:

$$\Phi_{s(inv)} = 2\Phi_F. \tag{7.5}$$

Tensiunea aplicată pe poartă este dată de:

$$V_G = V_0 + \Phi_s, \tag{7.6}$$

unde V_0 este tensiunea care cade pe stratul de oxid. Întrucît nu se consideră sarcini în oxid, cîmpul electric în această regiune este constant ($\mathcal{E}_0$); tensiunea V_0 este atunci:

$$V_0 = \mathcal{E}_0 x_0. \tag{7.7}$$

Calculul cîmpului în oxid se face în funcţie de valoarea cîmpului electric la suprafaţa semiconductorului ($\mathcal{E}_s$); în absenţa oricărei sarcini la interfaţa oxid-semiconductor, componenta normală a inducţiei electrice se conservă:

$$k_0 \mathcal{E}_0 = k_s \mathcal{E}_s, \tag{7.8}$$

unde k_0 şi k_s sînt permitivităţile relative ale oxidului şi, respectiv, semiconductorului, iar $\mathcal{E}_s$ — cîmpul electric la suprafaţa semiconductorului.

Aplicînd legea fluxului electric printr-o suprafaţă închisă care conţine suprafaţa semiconductorului şi include toată sarcina din semiconductor, rezultă:

$$\mathcal{E}_s = -\frac{Q_s}{k_s \varepsilon_0}. \tag{7.9}$$

Din aceste considerente, tensiunea pe oxid este:

$$V_0 = -\frac{x_0}{k_0 \varepsilon_0} Q_s = -\frac{Q_s}{C_0}, \tag{7.10}$$

unde s-a notat cu C_0 capacitatea specifică (pe unitatea de arie) a stratului de oxid:

$$C_0 = \frac{k_0 \varepsilon_0}{x_0}. \qquad (7.11)$$

Tensiunea de poartă este legată deci de caracteristicile regiunii golite de la suprafață prin relația:

$$V_G = -\frac{Q_s}{C_0} + \Phi_s \qquad (7.12)$$

În momentul instalării inversiei, sarcina din stratul de inversie poate fi neglijată în raport cu sarcina ionilor de impuritate, adică $Q_i \ll Q_B$; ținînd seama de (7.5), rezultă tensiunea de prag:

$$V_T = -\frac{Q_B}{C_0} + 2\Phi_F. \qquad (7.13)$$

Pentru determinarea completă a tensiunii de prag, trebuie cunoscută adîncimea maximă a regiunii golite de la suprafață, $x_{d\,max}$ (vezi relația 7.2). Pentru aceasta se determină mai întîi dependența adîncimii regiunii golite, x_d, de potențialul la suprafață Φ_s. Utilizînd aproximația de golire, la fel ca la o joncțiune *pn*, se obține:

$$x_d = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s}{qN_B}\Phi_s}. \qquad (7.14)$$

Relația de mai sus permite calculul lui $x_{d\,max}$ considerînd condiția de inversare $\Phi_{s(inv)} = 2\Phi_F$.

7.1.2. Capacitorul MOS real

Capacitorul MOS real are o tensiune de prag diferită de expresia (7.13) prin adăugarea unor termeni suplimentari. Acești termeni se referă în special la sarcini electrice în oxid și la interfața oxid — semiconductor, sarcini inerente procesului tehnologic. Acestea sînt:

— ***sarcina din interiorul stratului de oxid***, de semn pozitiv, a cărei densitate se notează $\rho(x)$ (axa x se consideră de-a lungul structurii — vezi figura 7.2);

— ***sarcina de la interfața oxid-semiconductor***, notată cu Q_{ss}. Această sarcină are o componentă de valoare fixă (de semn pozitiv) și o componentă dependentă de Φ_s datorată stărilor rapide de suprafață (vezi capitolul 4).

În afara acestor sarcini, tensiunea de prag este influențată și de *diferența potențialelor de extracție a electronului din metal* (Φ_M) *și din semiconductor* (Φ_S). Această diferență se notează $\Phi_{MS} = \Phi_M - \Phi_S$ și determină un schimb de sarcini între metal și semiconductor.

Toate aceste observații explică faptul că benzile energetice ale semiconductorului sînt curbate la suprafață chiar în absența tensiunii de poartă. Efectul global al acestor cauze se poate măsura prin aplicarea pe poartă a unei tensiuni astfel încît semiconductorul să aibă benzile energetice constante în toată adîncimea sa; această tensiune se notează V_{FB} și se numește tensiune de benzi netede. Expresia ei este dată de:

$$V_{FB} = \Phi_{MS} - \frac{Q_{ss}}{C_0} - \frac{1}{C_0}\int_0^{x_0} \frac{x}{x_0}\rho(x)\mathrm{d}x; \qquad (7.15)$$

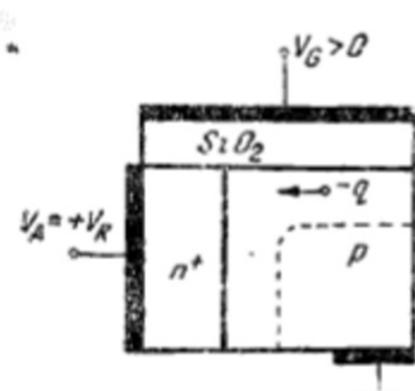


Fig. 7.7

pentru tehnologia curentă a siliciului, $V_{FB} < 0$. În aceste condiţii tensiunea de prag devine:

$$V_T = V_{FB} - \frac{Q_B}{C_0} + 2\Phi_F. \tag{7.16}$$

7.2. INVERSIA SEMICONDUCTORULUI ÎN PREZENŢA UNEI JONCŢIUNI

Structura tranzistorului MOS, prezentată în figura 7.1, arată că zona de semiconductor de sub poartă este încadrată între două joncţiuni. Prezenţa unei joncţiuni modifică tensiunea de prag faţă de valoarea dată de relaţia (7.16). Discuţia se face pe un model simplificat, prezentat în figura 7.7*. *Joncţiunea n^+p se consideră polarizată invers* ($V_A = V_R$), situaţie care corespunde funcţionării normale a tranzistorului MOS.

Aplicarea unei tensiuni pozitive pe poartă face ca regiunea de sarcină spaţială a joncţiunii să se extindă şi la suprafaţa semiconductorului, pe toată lungimea electrodului de poartă. În această situaţie, realizarea unui strat de inversie prin aducerea electronilor la suprafaţa semiconductorului este împiedicată de existenţa unui gradient de potenţial de-a lungul suprafeţei; într-adevăr, un electron aflat la suprafaţă este colectat de joncţiune, contribuind la formarea curentului ei în polarizare inversă. Acumularea de electroni la suprafaţă este posibilă numai din momentul în care potenţialul suprafeţei devine egal cu V_R, ceea ce duce la anularea gradientului de potenţial de-a lungul suprafeţei. *Condiţia de instalare a inversiei* devine:

$$\Phi_{s(inv)} = V_R + 2\Phi_F, \tag{7.17}$$

iar *tensiunea de prag*, în noile condiţii, este dată de:

$$V_T = V_{FB} - \frac{Q_B}{C_0} + 2\Phi_F + V_R. \tag{7.18}$$

○ **Observaţie.** Dacă joncţiunea nu este polarizată ($V_A = V_R = 0$), tensiunea de prag recapătă valoarea dată de relaţia (7.16).

7.3. CARACTERISTICILE STATICE ALE TRANZISTORULUI MOS

Fie *un tranzistor MOS cu canal n***, al cărui model este prezentat în figura 7.8. Sursa se leagă la substrat şi constituie nivelul de referinţă a potenţialelor (masă). Tensiunile de poartă (V_{GS}) şi de drenă (V_{DS}) sînt pozitive. Pentru tensiuni de poartă $V_{GS} < V_T$ nu apare canal la suprafaţă şi, ca urmare, curentul de drenă (I_D) este nul.

* Această structură poartă denumirea de *diodă cu poartă* şi reprezintă un dispozitiv de test a suprafeţei semiconductorului.

** Tranzistorul MOS cu canal *p* se descrie identic; în calcule se preferă varianta cu canal *n*, deoarece tensiunile de poartă şi de drenă sînt pozitive.

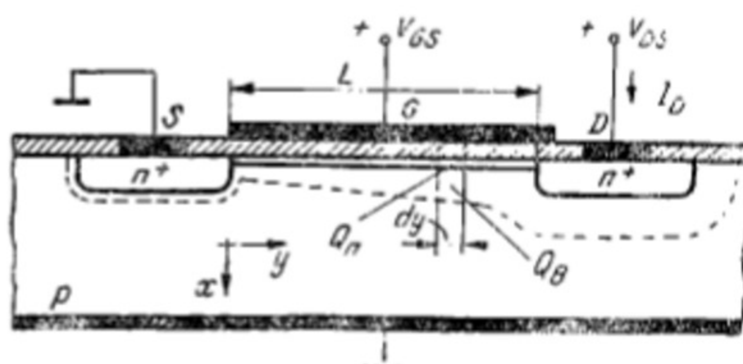


Fig. 7.8

Dacă tensiunea de poartă depășește valoarea de prag, între sursă și drenă se formează un canal *n* care permite conducția curentului electric (cu atît mai bine cu cît tensiunea V_{GS} este mai mare). Întrucît joncțiunea sursă-substrat nu este polarizată, tensiunea de prag este dată de relația (7.16). Dacă tensiunea de drenă este mică, canalul se întinde pînă la drenă, adică și aici se îndeplinește condiția de inversie dată de relația (7.18), unde $V_R = V_{DS}$.

Caracteristicile statice ale tranzistorului reprezintă dependența curentului de drenă de tensiunile de poartă și de drenă:

$$I_D = I_D(V_{GS}, V_{DS}).$$

Pentru deducerea lor **trebuie exprimată rezistența canalului**; concentrația de purtători din canal depinde de coordonata y de-a lungul suprafeței, datorită existenței tensiunii de drenă. Rezistența dR a unei secțiuni infinitezimale a canalului este dată de:

$$dR = \frac{dy}{\bar{\sigma}(y)Zd_c}, \tag{7.19}$$

unde $\bar{\sigma}(y)$ reprezintă conductivitatea medie a canalului (medierea se consideră de-a lungul axei x), Z este lățimea canalului, iar d_c este „grosimea" acestuia (vezi figura 7.6). Conductivitatea medie se calculează conform relației:

$$\bar{\sigma}(y) = \frac{1}{d_c}\int_0^{d_c} \sigma(x, y)dx = \frac{1}{d_c}\int_0^{d_c} qn(x, y)\mu_n dx = -\mu_n\frac{Q_n(y)}{d_c}, \tag{7.20}$$

unde s-a considerat o mobilitate constantă. Atunci, relația (7.19) devine:

$$dR = -\frac{dy}{Z\mu_n Q_n(y)}. \tag{7.21}$$

Sarcina $Q_n(y)$ rezultă din relațiile (7.3) și (7.12):

$$Q_n(y) = -[V_{GS} - V_{FB} - \Phi_s(y)]C_0 - Q_B(y), \tag{7.22}$$

unde s-a ținut seamă de corecția adusă de tensiunea de benzi netede.

Variația potențialului de suprafață de-a lungul axei y se datorește prezenței joncțiunii drenă-substrat, polarizată invers. Întrucît canalul

există pentru orice y între sursă și drenă, Φ_s rezultă din condiția de inversare (relația 7.17):

$$\Phi_s(y) = V(y) + 2\Phi_F, \tag{7.23}$$

unde $V(y)$ este tensiunea inversă dintr-o secțiune a canalului. Această tensiune are valorile limită $V(0) = 0$ la sursă și $V(L) = V_{DS}$ la drenă; dependența ei de coordonata y rezultă din căderea de tensiune produsă de trecerea curentului I_D prin canal.

Sarcina ionilor acceptori este dată de:

$$Q_B(y) = -qN_A x_{d\,max}(y) = -qN_A\sqrt{\frac{2\varepsilon_s}{qN_A}(V(y)+2\Phi_F)}, \tag{7.24}$$

în concordanță cu relațiile (7.14) și (7.23); rezultă că și sarcina Q_B din regiunea golită crește de la sursă spre drenă.

● Avînd în vedere precizările făcute mai sus, de-a lungul unei secțiuni infinitezimale a canalului se stabilește o cădere de tensiune:

$$dV(y) = I_D dR = -I_D \frac{dy}{z\mu_n Q_n(y)}. \tag{7.25}$$

Integrînd relația (7.25) de la sursă ($y = 0$; $V(0) = 0$) pînă la drenă $= L$; $V(L) = V_{DS}$), rezultă:

$$I_D = \frac{Z}{L}\mu_n C_0\left\{\left[V_{GS} - V_{FB} - 2\Phi_F - \frac{V_{DS}}{2}\right]V_{DS} - \right.$$
$$\left. - \frac{2}{3}\frac{\sqrt{2k_s\varepsilon_0 qN_A}}{C_0}\left[(V_{DS} + 2\Phi_F)^{3/2} - (2\Phi_F)^{3/2}\right]\right\}, \tag{7.26}$$

ceea ce reprezintă **ecuația caracteristicii statice**.

Această ecuație este valabilă numai atunci cînd canalul există în totalitate de la sursă la drenă. Creșterea tensiunii V_{DS} duce la micșorarea sarcinii Q_n din dreptul drenei pînă la completa dispariție a canalului din această regiune (fig. 7.9). Într-adevăr, la creșterea tensiunii V_{DS}, potențialul suprafeței de lîngă drenă: $\Phi_s(L) = V_{DS} + 2\Phi_F$ va crește și va duce la scăderea sarcinii specifice de lîngă drenă (vezi relația 7.22):

$$Q_n(L) = -[V_{GS} - V_{FB} - V_{DS} - 2\Phi_F]C_0 - Q_B(L). \tag{7.27}$$

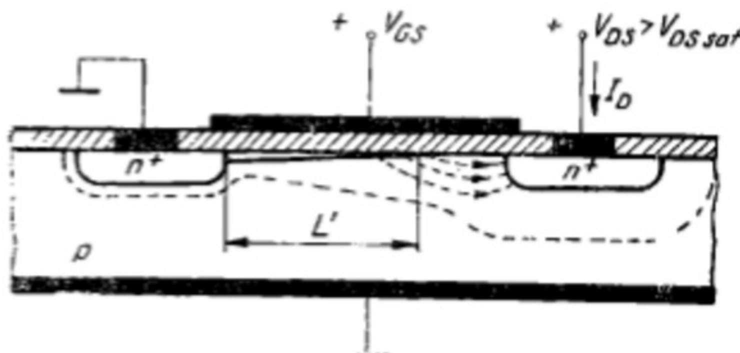


Fig. 7.9

Pentru tensiunea $V_{DS} = V_{DSsat}$ (tensiunea de saturație), canalul dispare de lîngă drenă adică $Q_n(L) = 0$; conform relației de mai sus, tensiunea de drenă de saturație rezultă din:

$$V_{DSsat} = V_{GS} - V_{FB} - 2\Phi_F + \frac{Q_B(L)}{C_0}. \tag{7.28}$$

unde $Q_B(L)$ depinde implicit de V_{DSsat}, conform relației 7.24, pentru $V(y) = V(L) = V_{DSsat}$. Rezolvînd ecuația (7.28) se obține:

$$V_{DSsat} = V_{GS} - V_{FB} - 2\Phi_F + \frac{k_s\varepsilon_0 qN_A}{C_0^2}\left[1 - \sqrt{1 + \frac{2C_0^2(V_{GS} - V_{FB})}{k_s\varepsilon_0 qN_A}}\right]. \tag{7.29}$$

Pentru tensiuni de drenă $V_{DS} > V_{DSsat}$ calculele anterioare nu mai sînt valabile. Acum canalul se scurtează ($L' < L$, conform figurii 7.9), potențialul său la capătul dinspre drenă fiind aproximativ:

$$\Phi_s(L) \cong V_{DSsat} + 2\Phi_F. \tag{7.30}$$

Tensiunea de drenă cade în principal pe regiunea de sarcină spațială a drenei, de-a lungul canalului menținîndu-se o tensiune constantă: $V(L') - V(0) = V_{DSsat}$. Ca urmare, rezistența canalului nu mai este influențată de tensiunea de drenă. Toți purtătorii care părăsesc canalul sînt colectați de drenă prin regiunea de sarcină spațială, conform liniilor de curent prezentate în figura 7.9. În acest caz, curentul de drenă nu mai este controlat de V_{DS}, menținîndu-se la o valoare constantă, dată de mărimea curentului în momentul dispariției canalului lîngă drenă. Această comportare justifică denumirea de *saturație* a acestui regim de lucru.

○ **Observație.** În realitate, în regiunea de saturație, curentul de drenă prezintă o mică creștere cu tensiunea de drenă, datorită scăderii lungimii L' a canalului. Efectul este mai pronunțat la tranzistoarele cu canal de lungime L mică (canal scurt).

Caracteristicile statice sînt prezentate în figura 7.10. Cu linie întreruptă s-a delimitat regiunea de saturație de restul regiunii de lucru; regimul pentru $V_{DS} < V_{DSsat}$ este cunoscut sub denumirea de *regim liniar* (la tensiuni V_{DS} foarte mici) sau *cvasiliniar*.

● Pentru utilizatorii tranzistoarelor MOS, **ecuația** (7.26) a **caracteristicilor statice** este greoaie și se încearcă **forme simplificate**. O astfel de soluție se poate da pentru *tranzistoare MOS realizate pe substrate de rezistivitate mare* (N_A mic), ceea ce corespunde la majoritatea cazurilor. Atunci se poate neglija sarcina ionilor de impuritate ($Q_B \cong 0$) și relația (7.26) devine:

$$I_D \cong \frac{Z}{L}\mu_n C_0\left(V_{GS} - V_{FB} - 2\Phi_F - \frac{V_{DS}}{2}\right)V_{DS}. \tag{7.31}$$

În aceeași aproximație, tensiunea de prag are expresia (vezi relația 7.16):

$$V_T \cong V_{FB} + 2\Phi_F. \tag{7.32}$$

Atunci, ecuația caracteristicii statice *în regiunea cvasiliniară* este:

$$I_D = 2\beta\left[\left(V_{GS} - V_T\right)V_{DS} - \frac{V_{DS}^2}{2}\right], \quad 0 < V_{DS} < V_{DSsat}, \tag{7.33}$$

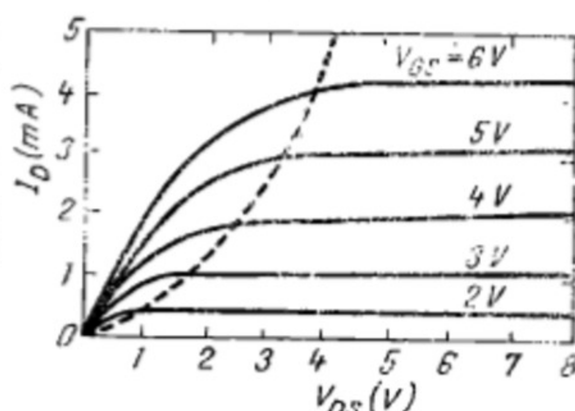


Fig. 7.10

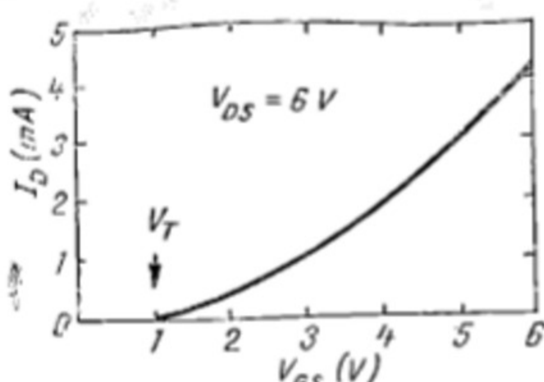


Fig. 7.11

unde $\beta = Z\mu_n C_0/2L$ este un parametru constructiv al tranzistorului. Tensiunea de saturație (7.29) are forma aproximativă:

$$V_{DSsat} \cong V_{GS} - V_{FB} - 2\Phi_F = \\ = V_{GS} - V_T. \quad (7.34)$$

● *In zona de saturație*, curentul are o valoare constantă în raport cu V_{DS}, dată de relația (7.33) pentru $V_{DS} = V_{DSsat}$:

$$I_D = \beta(V_{GS} - V_T)^2;\ V_{DS} > V_{DSsat} \quad (7.35)$$

Dependența de mai sus reprezintă **expresia caracteristicii de transfer a tranzistorului MOS în regiunea de saturație**. În figura 7.11 se prezintă această caracteristică pentru tranzistorul ale cărui caracteristici statice (de ieșire) sînt date în figura 7.10.

● Tranzistoarele MOS moderne se realizează într-o largă varietate constructivă. Una dintre principalele direcții de evoluție este legată de creșterea vitezei de lucru. În acest sens, canalul se realizează din ce în ce mai scurt, iar la suprafață se creează un cîmp electric intern printr-o dotare neuniformă a substratului; toate acestea duc la un timp de tranzit scăzut al purtătorilor în drumul de la sursă la drenă. Modificările constructive duc și la **modificări ale teoriei elementare**. Iată cîteva dintre ele:

— dependența mobilității de cîmpul electric de la suprafață;

— apariția unui curent suplimentar prin regiunea de golire (în paralel cu cel din canal) într-un mod asemănător ca la fenomenul de pătrundere la tranzistorul bipolar;

— micșorarea tensiunii de prag datorită creșterii contribuției drenei la formarea regiunii de golire de sub canal (pentru tranzistoarele cu canal scurt).

De aceea, o exprimare mai realistă a caracteristicii de transfer în regiunea de saturație este dată de:

$$I_D = \beta(V_{GS} - V_T)^m;\ V_{DS} > V_{DSsat}, \quad (7.36)$$

unde m este un coeficient cuprins între *1* și *2*.

La tensiuni de drenă mari, intervin fenomenele de multiplicare în avalanșă și străpungere a dispozitivului datorate joncțiunii drenă-substrat.

○ **Notă.** Din punctul de vedere al dependenței de temperatură, tranzistoarele MOS prezintă avantaje deosebite față de tranzistoarele bipolare. La creșterea temperaturii (V_{GS}, V_{DS} constante), curentul de drenă scade, datorită scăderii mobilității (prin intermediul lui β); dependența este foarte slabă. Ca urmare tranzistoarele MOS nu prezintă fenomenele de străpungere secundară și ambalare termică.

7.4. TIPURI DE TRANZISTOARE MOS. SIMBOLURI

● **Tranzistorul MOS cu canal** n are simbolul prezentat în figura 7.12. De cele mai multe ori, substratul este legat la sursă în interiorul capsulei.

● În figura 7.13 este prezentat un **tranzistor MOS cu canal p** (*a*), simbolul corespunzător (*b*) și caracteristica de transfer (*c*); ambele tensiuni,

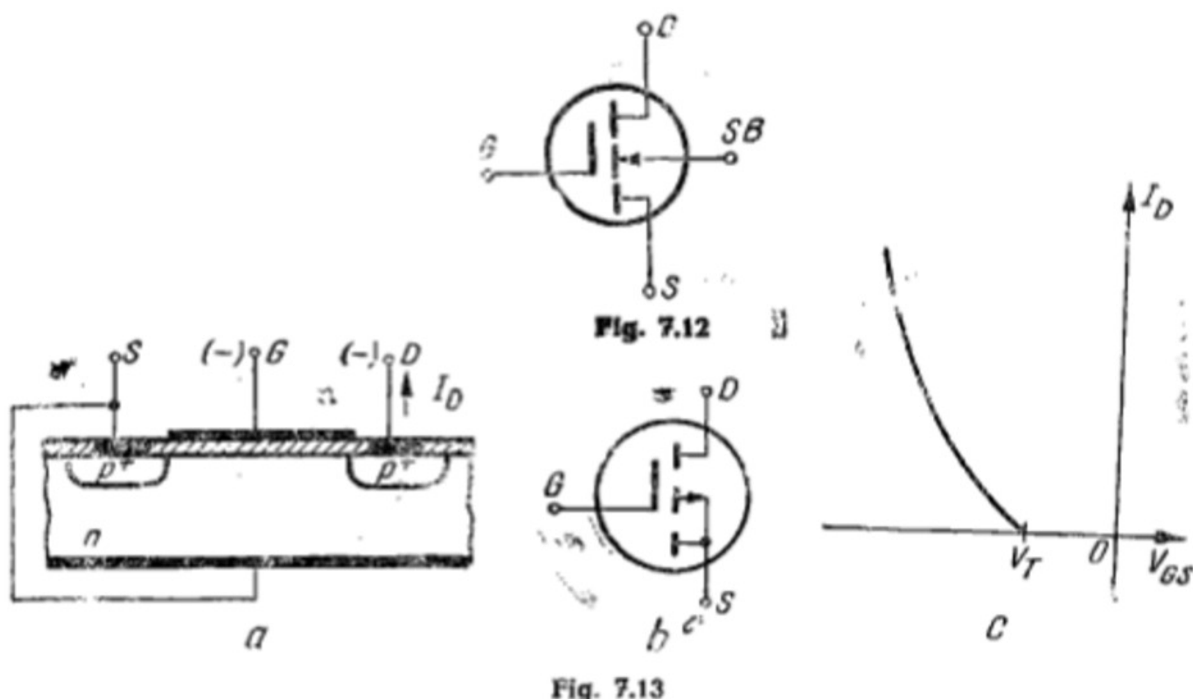


Fig. 7.13

V_{GS} şi V_{DS}, sînt negative. Aceste tranzistoare au *canal indus* prin aplicarea unei tensiuni V_{GS} mai mari decît valoarea de prag.

● Unele tranzistoare prezintă canal chiar la $V_{GS} = 0$ şi se numesc **tranzistoare cu canal iniţial**. Această situaţie se întîlneşte în special la tranzistoarele cu canal *n*: datorită unei tensiuni $|V_{FB}|$ mari ($V_{FB}<0$), tensiunea de prag V_T poate deveni negativă. Caracteristica de transfer are forma din figura 7.14,*a*, iar simbolul tranzistorului este prezentat în figura 7,14,*b*. Un asemenea tranzistor poate lucra cu orice polaritate a tensiunii de poartă. Dacă $V_{GS} > 0$, regimul de lucru se numeşte *regim de îmbogăţire*, datorită creşterii concentraţiei de electroni în canal; dacă $V_{GS} < 0$, regimul poartă denumirea de *regim de sărăcire* şi duce la scăderea concentraţiei de electroni din canal pînă la dispariţia lui ($V_{GS} = V_T$).

● În scopul reducerii lungimii canalului, o soluţie modernă o oferă **tranzistorul VMOS** (fig. 7.15). Structura prezentată seamănă cu un tranzistor bipolar *npn* care prezintă o corodare în V. Pereţii V-ului sînt acoperiţi cu oxid, iar deasupra se află electrodul de poartă. Canalul se formează în regiunea *p*, echivalentă bazei tranzistorului, deci are o lungime foarte mică

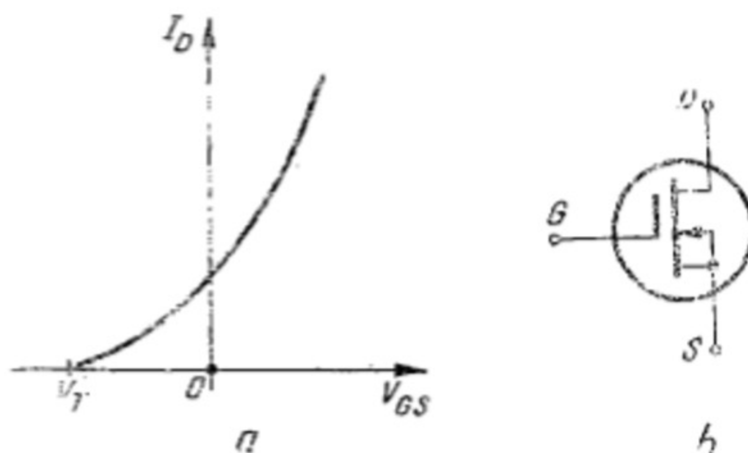


Fig. 7.14

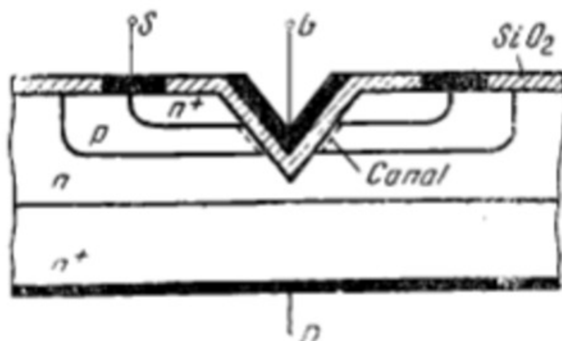


Fig. 7.15



Fig. 7.16

(< 1 µm). Zona echivalentă colectorului reprezintă drena; situarea acesteia pe fundul plachetei permite evacuarea ușoară a căldurii, ceea ce recomandă structura pentru aplicații de putere.

● **Tranzistoare MOS protejate.** Una dintre problemele utilizării tranzistoarelor MOS este *protecția intrării*. Datorită grosimii reduse a oxidului ($x_0 < 1\,000$ Å), aceasta se străpunge la tensiuni de poartă mici ($V_{GS} \cong$ $\cong 60$ V). Străpungerea poate avea loc chiar prin simpla atingere a electrodului de poartă cu mîna sau cu obiecte de îmbrăcăminte electrizate; acest lucru este posibil deoarece electrodul de poartă acumulează sarcini, oxidul fiind un bun dielectric. De aceea, se iau precauții în manipularea tranzistoarelor MOS. În vederea protejării lor, *unele tranzistoare au o diodă Zener încorporată în structură și conectată între poartă și sursă.* Simbolul unui tranzistor MOS protejat este prezentat în figura 7.16. La creșterea tensiunii de poartă peste valoarea de stabilizare a diodei Zener, aceasta se deschide și limitează tensiunea aplicată ($V_{GS} = V_Z$). Dezavantajul utilizării diodelor de protecție constă în micșorarea impedanței de intrare a tranzistorului.

7.5. REGIMUL VARIABIL DE SEMNAL MIC

Utilizarea tranzistoarelor MOS în circuite de amplificare necesită stabilirea unei scheme echivalente pentru regimul variabil de semnal mic. Tranzistorul lucrează în regiunea de saturație.

● **Dacă frecvența semnalului este joasă**, se poate adopta *ipoteza cvasistaționară*, potrivit căreia dependența între valorile instantanee ale mărimilor electrice (i_D, v_{GS}, v_{DS}) este aceeași ca în curentul continuu; conform relației (7.36):

$$i_D = \beta(v_{GS} - V_T)^m;\ v_{DS} < V_{DSsat}. \tag{7.37}$$

Atunci, pentru variații foarte mici ale tensiunii de poartă (dv_{GS}) și de drenă (dv_{DS}), se obțin variații ale curentului de drenă (di_D) date de:

$$di_D = \frac{\partial i_D}{\partial v_{GS}} dv_{GS} + \frac{\partial i_D}{\partial v_{DS}} dv_{DS}; \tag{7.38}$$

notînd variațiile mici de semnal: $dv_{DS} = v_d$, $dv_{GS} = v_g$ și $di_D = i_d$, rezultă o relație între componentele variabile ale mărimilor electrice:

$$\begin{aligned} i_d &= \beta m(V_{GS} - V_T)^{m-1} v_g + (V_{GS} - V_T)^m \frac{\partial \beta}{\partial v_{DS}} v_d = \\ &= g_m \cdot v_g + \frac{1}{r_d} v_d. \end{aligned} \tag{7.39}$$

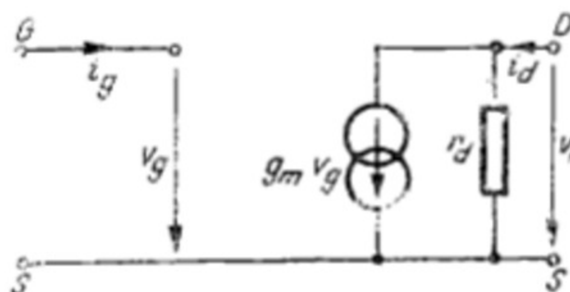


Fig. 7.17

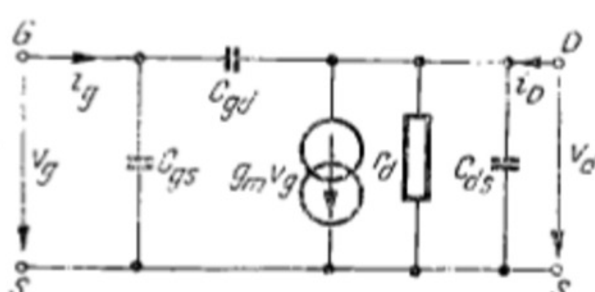


Fig. 7.18

În relaţia (7.39) s-au utilizat următoarele notaţii:

g_m — panta tranzistorului la frecvenţe joase, dată de:

$$g_m = \beta m(V_{GS} - V_T)^{m-1} = \frac{mI_D}{V_{GS} - V_T}, \tag{7.40}$$

r_d — rezistenţa diferenţială a canalului în regiunea de saturaţie:

$$r_d^{-1} = (V_{GS} - V_T)^m \frac{\partial\beta}{\partial v_{DS}} = \frac{I_D}{\beta} \cdot \frac{\partial\beta}{\partial v_{DS}}. \tag{7.41}$$

Rezistenţa r_d ţine seama de variaţia relativ slabă a curentului de drenă de tensiunea de drenă, prin intermediul lui β (efect de scurtare a canalului); valorile tipice pentru r_d la tranzistoare MOS de mică putere se înscriu în gama zeci-sute de kiloohmi, fiind mai mici pentru tranzistoarele cu canal scurt.

Valorile tipice ale pantei la aceeaşi categorie de tranzistoare MOS se înscriu în limitele $1 \div 10$ mA/V, sensibil mai scăzute decît valorile corespunzătoare tranzistoarelor bipolare.

Curentul de poartă (i_G) are valori foarte mici ($10^{-14} \div 10^{-16}$ A) datorită calităţii de bun izolant a bioxidului de siliciu; de aceea, el se neglijează sau, echivalent, impedanţa de intrare se consideră infinită. Pe baza acestei observaţii şi a relaţiei (7.39) se deduce circuitul echivalent de semnal mic şi joasă frecvenţă, prezentat în figura 7.17.

● **La frecvenţe mai mari,** circuitul echivalent se completează cu capacităţile structurii, C_{gs}, C_{gd} şi C_{ds}, conform figurii 7.18. Panta, în acest caz, depinde de frecvenţă prin efectul timpului de tranzit al purtătorilor de sarcină prin canal.

7.6. ALIMENTAREA ÎN CURENT CONTINUU A TRANZISTOARELOR MOS

Alegerea unui anumit punct static de funcţionare se face în funcţie de scopul dorit: obţinerea unei anumite pante, folosirea unei regiuni cît mai liniare a caracteristicilor etc.

● **Pentru tranzistoarele MOS cu canal indus,** tensiunile de poartă şi de drenă au aceeaşi polaritate. Ca urmare, pentru polarizare se poate folosi *un circuit simplu, cu o singură sursă de curent continuu* (fig. 7.19).

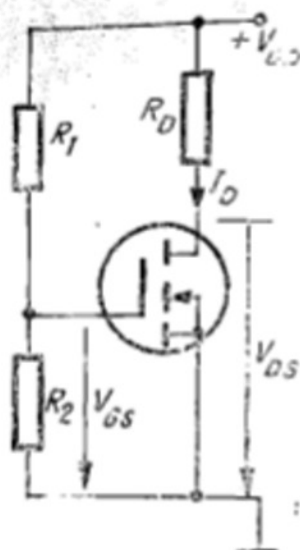


Fig. 7.19

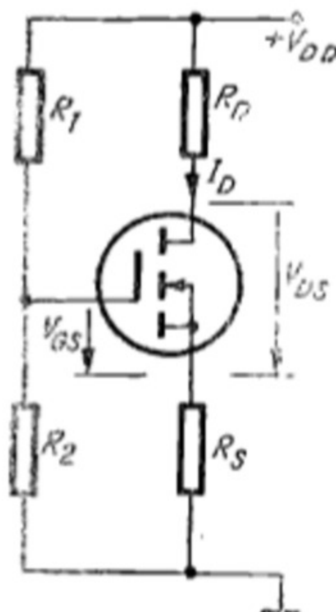


Fig. 7.20

Tensiunea aplicată pe poartă este determinată de divizorul rezistiv R_1, R_2:

$$V_{GS} = V_{DD}\frac{R_2}{R_1 + R_2}. \tag{7.42}$$

Pe baza caracteristicii de transfer (7.36) se poate determina curentul I_D; tensiunea de drenă este atunci:

$$V_{DS} = V_{DD} - R_D I_D. \tag{7.43}$$

● **Tranzistoarele cu canal inițial** trebuie polarizate astfel încît tensiunea de poartă să poată căpăta atît valori pozitive, și negative. În figura 7.20 se prezintă un astfel de circuit, care folosește o singură sursă de alimentare. Tensiunea de poartă se calculează cu relația:

$$V_{GS} = V_{DD}\frac{R_2}{R_1 + R_2} - R_s I_D, \tag{7.44}$$

combinată cu expresia caracteristicii de transfer. Se observă posibilitatea realizării ambelor semne pentru tensiunea de poartă.

Soluția de polarizare oferită de acest circuit se numește *polarizare automată* (denumirea provine de la obținerea unei tensiuni pe rezistența R_s prin trecerea curentului propriu al tranzistorului!).

○ **Notă.** Circuitele de curent continuu ale tranzistoarelor MOS nu au, de regulă, sarcina stabilizării termice a punctelor statice de funcționare, datorită dependenței slabe de temperatură a caracteristicilor statice.

7.7. DISPOZITIVE CU TRANSFER DE SARCINĂ

Dispozitivele cu transfer de sarcină *realizează trecerea unei cantități de sarcină mobilă stocată într-un element semiconductor spre un element de stocare similar aflat în vecinătate, ca urmare a unei comenzi electrice exterioare.*

Dispozitivele cu transfer de sarcină funcționează în cascadă, unul după celălalt, fiind realizate într-o singură plăcuță semiconductoare, sub formă de circuit integrat. Semnalul prelucrat este conținut în cantitatea de sarcină transferată; funcția circuitului este de întîrziere variabilă a acestui semnal prin transferul de la o celulă la alta.

Studiul dispozitivelor cu transfer de sarcină în cadrul acestui capitol este determinată în primul rînd de asemănarea tehnologică cu tranzistoarele MOS. În al doilea rînd, înțelegerea unor fenomene fizice este legată de capacitorul și tranzistorul MOS.

Familia dispozitivelor cu transfer de sarcină reunește **trei categorii de structuri**:

— *dispozitive cuplate prin sarcină* (CCD—*Charge-Coupled Devices*);

— *dispozitive bucket-brigade* (BBD);

— *dispozitive cu injecție de sarcină* (CID — *Charge-Injection Devices*).

În cele ce urmează, se va descrie capacitorul MOS ca element de stocare a sarcinii în regimul de golire adîncă și un dispozitiv cuplat prin sarcină cu comandă în trei faze.

7.7.1. Capacitorul MOS în regim de golire adîncă

Se consideră un *capacitor MOS pe substrat p*, identic cu cel prezentat în figura 7.2. Regimul de golire adîncă se obține prin aplicarea pe poartă a unui semnal treaptă de amplitudine $V_G > V_T$ (fig. 7.21, *a* și *b*). Deși este îndeplinită condiția electrică de apariție a inversiei, stratul de inversie nu apare instantaneu. Acest lucru se explică prin faptul că purtătorii minoritari care formează acest strat apar prin fenomenul de generare termică, care are constante de timp foarte mari. Imediat după aplicarea impulsului de tensiune, capacitorul răspunde prin respingerea golurilor majoritare la o distanță $x_d(0)$; întrucît, la acest moment, $Q_n(0) = 0$, echilibrarea sarcinii pozitive de pe poartă se face printr-o valoare mai mare a sarcinii de ioni acceptori față de cazul echilibrului, adică $x_d(0) > x_{d\,max}$. Această situație justifică denumirea de regim de golire adîncă. În regiunea de golire formată apar perechi electron-gol, prin generare termică; electronii trec spre suprafață și formează treptat

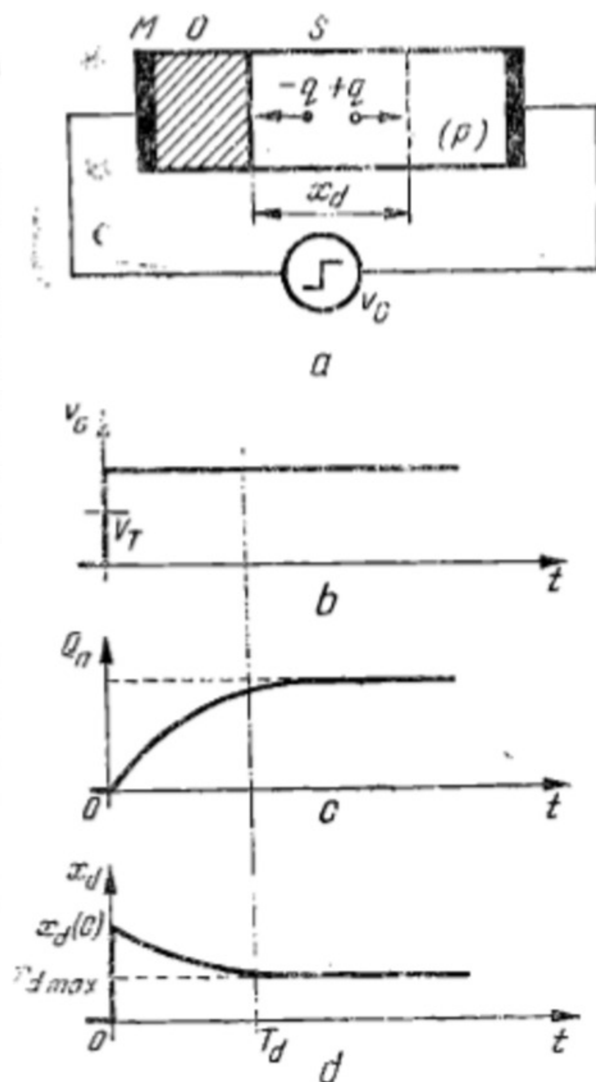


Fig. 7.21

stratul de inversie, iar golurile trec spre volumul semiconductorului reducînd adîncimea de golire. În figurile 7.21, *c* și *d* s-a reprezentat, calitativ, dependența de timp a sarcinii din stratul de inversie (Q_n) și a adîncimii de golire (x_d). Procesul de revenire la echilibru durează un timp T_d; pentru un proces tehnologic îngrijit, valorea tipică a timpului T_d este 1 s.

La începutul procesului de golire adîncă, capacitorul MOS are o lipsă de purtători minoritari; dacă aceștia sînt injectați din exterior, capacitorul este pregătit electric pentru a-i primi la suprafața semiconductorului. Aceasta este funcția de stocare; timpul de stocare trebuie să fie mult mai mic decît timpul T_d pentru ca mărimea sarcinii stocate să nu fie influențată de purtătorii minoritari proprii proveniți prin generare termică. O stocare suplimentară se poate realiza prin transferarea sarcinii înmagazinate spre un alt condensator vecin, care se află la începutul regimului de golire adîncă ș.a.m.d.

7.7.2. Dispozitive cuplate prin sarcină (CCD) cu trei faze

Schema de principiu a dispozitivului este prezentată în figura 7.22, *a*, iar diagramele tensiunilor pe electrozi — în figura 7.22, *b*.

Semnalul se aplică printr-o joncțiune n^+p de intrare (*DI*), prevăzută cu poartă (*PI*). Ieșirea se face pe altă joncțiune n^+p (*DE*) cu poartă (*PE*); această joncțiune este polarizată invers prin intermediul sursei E și a rezistenței de sarcină R. Pe suprafața oxidului, între cele două joncțiuni sînt plasați trei electrozi metalici, conectați la potențialele Φ_1, Φ_2 și Φ_3. Comanda celor trei electrozi se face pe rînd, cu semnale dreptunghiulare avînd front de scădere lin.

În regim de așteptare, joncțiunea *DI* este polarizată invers astfel încît sub poarta *PI* nu există strat de inversare; aceeași situație se întîlnește și la joncțiunea de ieșire.

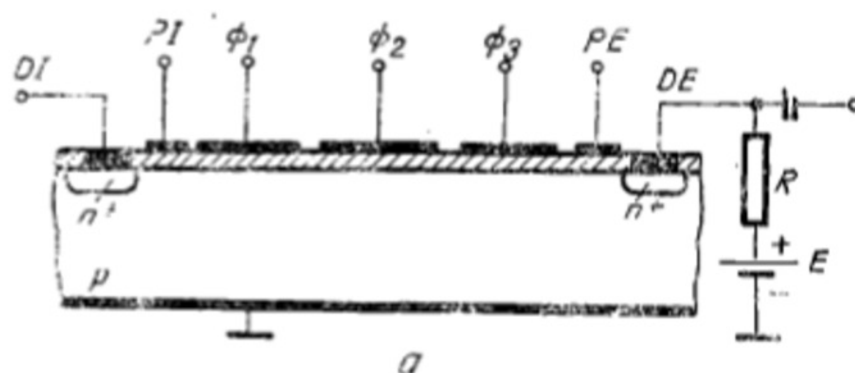
La momentul t_1 se înscrie informația prin scăderea tensiunii *DI*; aceasta duce la formarea unui canal sub *PI* care „umple" cu sarcină primul condensator MOS aflat în regim de golire adîncă (Φ_1 are valoare mare).

La momentul t_2 sarcina se transferă celui de-al doilea condensator, prin trecerea lui în regim de golire adîncă. Acest lucru este posibil prin scăderea treptată a lui Φ_1 care asigură „pomparea" sarcinii spre al doilea condensator. Dacă frontul de scădere a impulsurilor de comandă ar fi rapid, ar pierde sarcină prin injectarea ei în substrat.

La momentul t_3 continuă transferul spre al treilea condensator. Acest condensator va determina la momentul t_4 injecția electronilor stocați spre regiunea de sarcină spațială a joncțiunii de ieșire; ca urmare, va crește curentul ei invers și va scădea tensiunea de ieșire (*DE*) refăcînd semnalul de la intrare după o întîrziere $t_i = t_4 - t_1 \cong 3t_\varphi$.

○ **Precizare.** Celula de întîrziere trebuie să conțină trei elemente de stocare pentru a avea siguranța transferului sarcinii numai într-o singură direcție.

○ **Notă.** Pentru a realiza întîrzieri mari, între cele două joncțiuni, de intrare și de ieșire, se înserează un număr crescut de triplete de electrozi metalici.



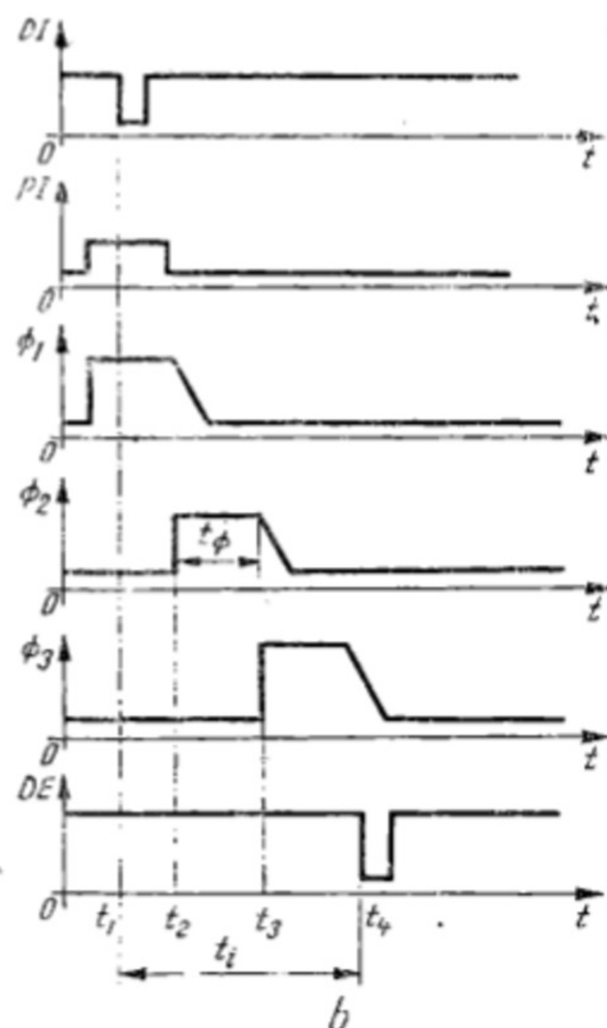


Fig. 7.22

Capitolul 8

ALTE DISPOZITIVE SEMICONDUCTOARE CU JONCȚIUNI

8.1. INTRODUCERE

În capitolele precedente s-au prezentat dispozitivele semiconductoare bipolare cu una sau două joncțiuni: dioda *pn*, tranzistorul bipolar. În acest capitol vom studia dispozitivele semiconductoare cu trei sau mai multe joncțiuni denumite **dispozitive multijoncțiune.** Aceste dispozitive au la bază structura *pnpn*, care are patru straturi și trei joncțiuni și care, datorită caracteristicii sale $I-V$ cu două stări stabile, se folosește în circuitele de comutație. Vor fi prezentate următoarele dispozitive multijoncțiune: *dioda pnpn, diacul, tiristorul convențional, tiristorul tetrodă, tiristorul bioperațional* și *triacul.*

Un alt dispozitiv pe care il vom trata în acest capitol este **tranzistorul unijoncțiune** care în anumite variante are o singură joncțiune, iar în altele are structură *pnpn*, proprietățile sale fiind tot de comutator. Vor fi prezentate: tranzistorul unijonțiune convențional, tranzistorul unijoncțiune programabil și tranzistorul unijoncțiune complementar.

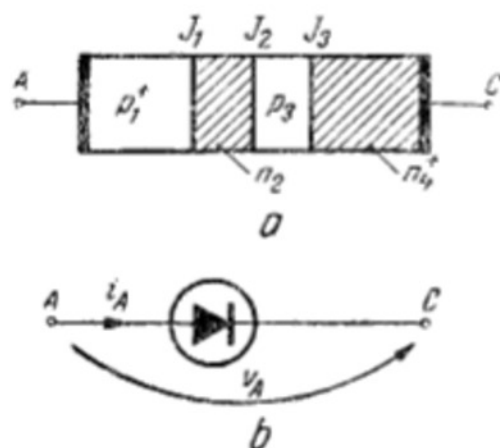
Dispozitivele multijoncțiune și tranzistorul unijoncțiune se folosesc în circuite de impulsuri, circuite pentru conversia energiei electrice, circuite de comutație. Pe lîngă aspectele fizice care stau la baza funcționării acestor dispozitive, vor fi prezentate și aplicații tipice ale acestora în circuit.

8.2. DIODA *pnpn*

8.2.1. Caracteristica statică curent–tensiune

Dioda *pnpn* este o *structură de siliciu monocristalin cu patru zone alternativ dopate cu impurități acceptoare și donoare.*

În figura 8.1, *a* este prezentat schematic **modelul unidimensional** al acestui dispozitiv cu trei joncțiuni (J_1, J_2, J_3). Zonele extreme p_1^+,n_4^+, mai puternic dopate, se numesc *emitori*, iar zonele interioare n_2, p_3 se numesc *baze*. Emitorul p_1^+ se mai numește *anod*, iar emitorul n_4^+-*catod.* Joncțiunile se află la distanțe mici între ele, astfel ca regiunile $A-J_3$ și J_1-C să poată îndeplini funcția de tranzistor. Dioda *pnpn* se intîlnește în literatură și sub alte denumiri: *dinistor, diodă Shockley, diodă cu patru straturi.* Simbolul acestui dispozitiv, precum și sensurile pozitive pentru curent și tensiune, sînt prezentate în figura 8.1, *b*.



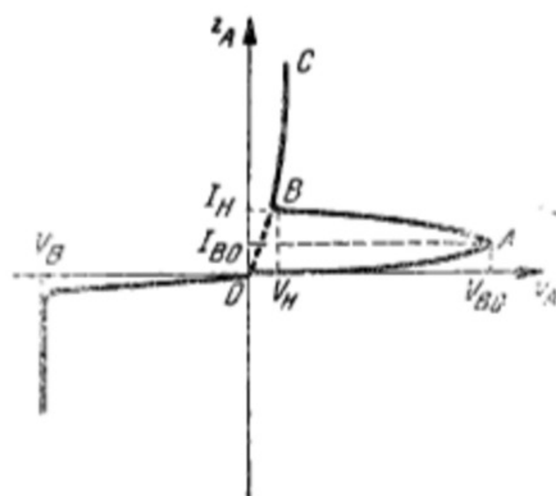


Fig. 8.1

Fig. 8.2

● **Caracteristica statică** $I - V$ a diodei *pnpn* este arătată în figura 8.2.

În polarizare inversă joncțiunile J_1 și J_3 sînt alimentate invers, iar joncțiunea J_2-direct și, ca urmare, curentul prin dispozitiv are valori mici, de ordinul curentului invers printr-o joncțiune *pn*. La o anumită tensiune inversă V_B curentul invers prin diodă crește aproape abrupt datorită străpungerii prin multiplicare în avalanșă la joncțiunea J_1 sau J_3.

Dioda *pnpn* prezintă interes prin forma caracteristicii sale **în polarizare directă**, formă tipică elementelor de comutație, cu două stări stabile. Una dintre aceste stări se caracterizează prin curent mic și rezistență mare, iar cealaltă — prin tensiune și rezistență de valori mici. Crescînd tensiunea directă pe diodă, curentul are valori mici, practic curentul invers al joncțiunii centrale J_2 alimentate invers. La o anumită tensiune (de *aprindere* — prin analogie cu tuburile cu gaz — de *amorsare* sau de *întoarcere*), notată cu V_{BO}, dispozitivul comută în cealaltă stare, prin el trecînd un curent mare la o tensiune de ordinul 1V. Regiunea OA se numește *regiune de blocare*, iar BC este *regiunea de conducție*. Porțiunea intermediară AB de *rezistență dinamică negativă* (fig. 8.2) este instabilă. Comutarea inversă, care are loc atunci cînd curentul sau tensiunea scad sub valorile „de menținere" I_H respectiv V_H, se face pe porțiunea BO punctată în figura 8.2.

● **Dioda *pnpn* este utilizată în** circuitele de comandă a porții tiristoarelor, în circuitele de protecție la supratensiuni, în generatoarele de impulsuri de relaxare.

● **Parametrii de catalog** ai dispozitivelor *pnpn* variază în funcție de construcția și de destinația lor. Tensiunea V_{BO} variază de la zeci la sute de volți, curentul I_{BO} de la zeci de microamperi pînă la cîțiva miliamperi, iar rezistența corespunzătoare în starea de blocare — de la meghomi la cîteva sute de meghomi. În starea de conducție curentul poate atinge valori de ordinul amperilor cu I_H între 1 și 50 mA iar V_H între 0,5 și 20 V. El este practic determinat de tensiunea sursei de alimentare și de rezistența de sarcină, ca la o joncțiune *pn*. Rezistența diodei *pnpn* în starea de conducție este sub 10 Ω, scăzînd cînd curentul crește.

○ **Observație.** *Parametrii și caracteristicile statice depind puternic de temperatură* (fig. 8.3) : tensiunea V_{BO} crește cu 10—15% la scăderea temperaturii la — 60°C (de la temperatura camerei) și scade cu 15—20% la

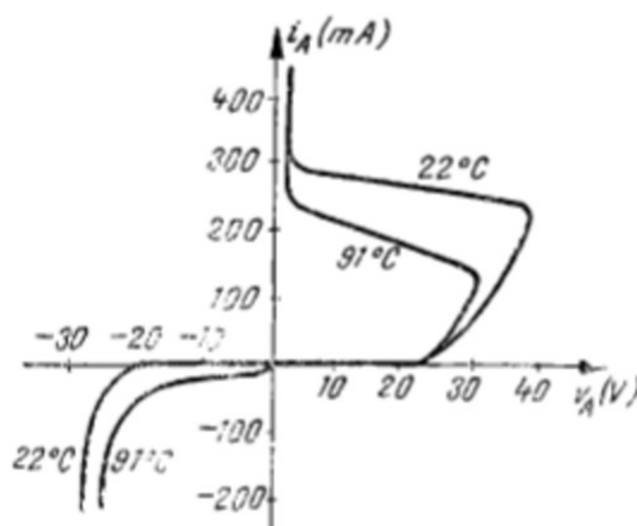


Fig. 8.3

creşterea temperaturii pînă la 100°C. Curentul de menţinere I_H scade la creşterea temperaturii.

8.2.2. Procese fizice în dioda *pnpn*

În acest paragraf vom studia procesele fizice ce au loc în structura *pnpn* la amorsarea şi la blocarea acesteia, procese ce stau la baza funcţionării tuturor dispozitivelor multijoncţiune. Considerăm structura din figura 8.1 pe care o polarizăm direct de la o sursă de tensiune V_{AA} printr-o rezistenţă R. Tensiunea v_A se repartizează practic numai pe regiunile de trecere ale celor trei joncţiuni:

$$v_A = v_{A1} - v_{A2} + v_{A3}, \tag{8.1}$$

micşorînd barierele de potenţial (de echilibru termic) ale joncţiunilor J_1 şi J_3 alimentate direct şi mărind bariera de potenţial a joncţiunii J_2 alimentate invers. Neglijînd căderile de tensiune pe joncţiunile alimentate direct, rezultă că $v_{A2} \cong -v_A \cong -V_{AA}$, prin dispozitiv trecînd un curent neglijabil dacă $V_{AA} < V_{BO}$.

Modelul adoptat este cel propus de Ebers, şi anume descompunerea structurii *pnpn* în două tranzistoare, T_1 de tip *pnp* şi T_2 de tip *npn* conectate ca în figura 8.4, *a*. Zona n_2 constituie baza lui T_1 şi colectorul lui T_2, iar zona p_3 constituie baza lui T_2 şi colectorul lui T_1, joncţiunea J_2 fiind joncţiune de colector pentru ambele tranzistoare. Curentul de bază al tranzistorului T_1 este curent de colector pentru tranzistorul $T_2 (i_{B1} = i_{C2})$ şi invers ($i_{B2} = i_{C1}$) (fig. 8.4, *b*). Ambele tranzistoare sînt alimentate în regiunea activă normală. curenţii lor de colector fiind:

$$\begin{aligned} i_{C1} &= \alpha_{F1} i_{E1} + I_{CB0,1}; \\ i_{C2} &= \alpha_{F2} i_{E2} + I_{CB0,2}, \end{aligned} \tag{8.2}$$

unde α_F sînt factorii de amplificare în curent direct, iar I_{CB0} sînt curenţii reziduali de colector. Prin joncţiunea centrală J_2 va trece curentul $i_A = i_{C1} + i_{C2}$, deci:

$$i_A = \alpha_{F1} i_A + \alpha_{F2} i_A + I_{0,2} \tag{8.2, a}$$

unde $I_{0,2} = I_{CB0,1} + I_{CB0,2}$ este cu-

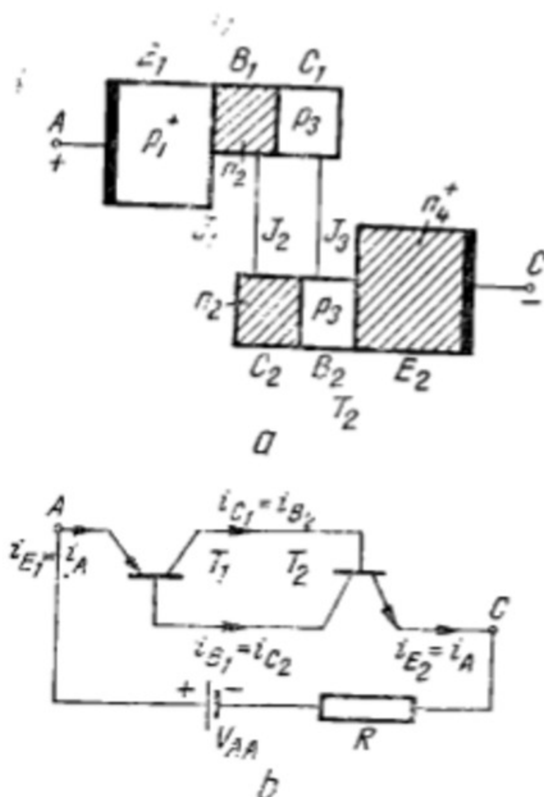


Fig. 8.4

rentul rezidual al joncţiunii J_2. Din relaţia (8.2, *a*) rezultă:

$$i_A = \frac{I_{0,2}}{1-(\alpha_{F1}+\alpha_{F2})}. \quad (8.3)$$

Relaţia (8.3) indică posibilitatea creşterii nelimitate a curentului prin dispozitiv, dacă este îndeplinită *condiţia de amorsare*:

$$\alpha_{F1} + \alpha_{F2} = 1. \quad (8.4)$$

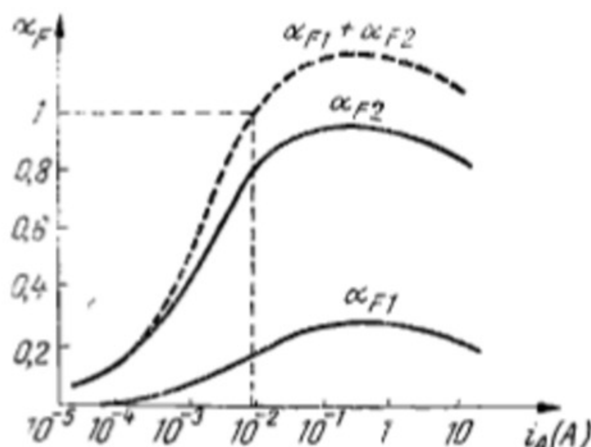


Fig. 8.5

Într-adevăr, din caracteristica statică (fig. 8.2) rezultă că curentul poate creşte oricît, conducînd la distrugerea dispozitivului, dacă nu este limitat de circuitul exterior.

● Dependenţa factorilor α_F de curentul prin dispozitiv stă la baza **amorsării diodei** *pnpn*. Această dependenţă este arătată în figura 8.5. *La tensiuni v_A mici* curentul prin dispozitiv este mic, fiind determinat de joncţiunea J_2 alimentată invers. Ca urmare, α_F are valori mici şi din relaţia (8.3) rezultă că $i_A \cong I_{0,2}$. *Mărind tensiunea anodică*, curentul rezidual $I_{0,2}$ va creşte şi odată cu acesta — şi factorii α_{F1} şi α_{F2}, deci curenţii de colector ai celor două tranzistoare, conform relaţiei (8.2). Creşte numărul de purtători majoritari injectaţi în cele două baze, care vor compensa parţial sarcina spaţială a regiunii de trecere a joncţiunii J_2, lărgimea acesteia se va micşora, va scădea bariera de potenţial — şi tensiunea ce cade pe joncţiunea J_2. Din acest motiv vor creşte căderile de tensiune J_1 şi J_3 (vor scădea barierele lor de potenţial, efect ce are loc, datorită injecţiei de purtători în zonele adiacente acestor joncţiuni), ceea ce conduce la creşterea curenţilor i_{E1} şi i_{E2}, a factorilor de amplificare în curent α_{F1} şi α_{F2}, a injecţiei purtători majoritari în cele două baze ş.a.m.d. Are loc un *proces regenerativ* ce conduce spre îndeplinirea condiţiei (8.4).

Mărind în continuare tensiunea v_A, la joncţiunea J_2 apare procesul de *multiplicare în avalanşă* a purtătorilor, ce atrage după sine o creştere puternică a curentului i_A astfel încît procesul regenerativ amintit mai sus este accelerat şi condiţia (8.4) va fi îndeplinită. În prezenţa multiplicării în avalanşă, relaţia (8.2, *a*) devine:

$$i_A = M(\alpha_{F1} i_A + \alpha_{F2} i_A + I_{0,2}), \quad (8.5)$$

unde factorul de multiplicare în avalanşă are expresie:

$$M = \frac{1}{1-(v_A/V_{B2})^n}, \quad (8.6)$$

în care V_{B2} este tensiunea de străpungere a joncţiunii J_2 şi n — un parametru cu valori cuprinse între 4 şi 7 pentru siliciu. Din relaţia (8.5) rezultă:

$$i_A = \frac{M I_{0,2}}{1-M(\alpha_{F1}+\alpha_{F2})}, \quad (8.7)$$

deci condiţia de amorsare în prezenţa multiplicării în avalanşă este:

$$\alpha_{F1} + \alpha_{F2} = 1/M < 1. \quad (8.8)$$

Din condiția (8.8) și relația (8.6) rezultă tensiunea de amorsare în prezența multiplicării în avalanșă:

$$V_{B0} = V_{B2}\sqrt[n]{1 - (\alpha_{F1} + \alpha_{F2})} < V_{B2}. \tag{8.9}$$

Această tensiune, numită *tensiune de autoamorsare*, este mai mică decît tensiunea de străpungere a joncțiunii centrale J_2. Diferența între V_{B0} și V_{B2} este însă mică deoarece condiția (8.8) este mult mai „ușoară" decît condiția (8.4) și deci valorile lui α_{F1} și α_{F2} sînt încă mici atunci cînd dispozitivul se autoamorsează.

Procesul regenerativ ce are loc la autoamorsarea diodei *pnpn* duce la scăderea barierei de potențial și deci a tensiunii pe joncțiunea centrală J_2. La un moment dat, tensiunea v_{A2} își schimbă semnul și toate joncțiunile vor fi polarizate direct. Tranzistoarele T_1 și T_2 sînt acum în saturație și colectoarele lor injectează purtători minoritari în bazele adiacente. Astfel se explică faptul că tensiunea pe dispozitiv în stare de conducție este foarte mică, de ordinul de mărime al tensiunii pe o joncțiune polarizată direct. Din relația (8.1), cu $v_{A2} > 0$ rezultă: $v_A = 2V_{BE,sat} - V_{CE,sat} \cong 1$V. Atît starea de blocare, cît și cea de conducție sînt stabile. În starea de blocare curentul este foarte mic și $\alpha_{F1} + \alpha_{F2} < 1$ (fig. 8.5). În timpul procesului de basculare este îndeplinită întîi condiția (8.8) și apoi condiția (8.4) prin creșterea factorilor α_F cu curentul prin dispozitiv. În momentul îndeplinirii condiției (8.4) toate joncțiunile sînt polarizate direct, tranzistoarele T_1 și T_2 intră în saturație și factorii α_F scad conform figurii 8.5. De fapt T_1 și T_2 intră în saturație atît cît este necesar pentru satisfacerea condiției (8.4), cînd procesul regenerativ ia sfîrșit. Depășirea condiției (8.4), adică $\alpha_{F1} + \alpha_{F2} > 1$, nu este astfel posibilă; relația (8.3) ar conduce la un curent negativ prin dispozitiv, de valoare mare, ceea ce din nou nu este posibil. Stabilitatea stării de blocare este deci asigurată de faptul că la curent mic $\alpha_{F1} + \alpha_{F2} < 1$, iar stabilitatea stării de conducție este asigurată de intrarea în saturație a tranzistoarelor T_1 și T_2.

○ **Notă.** Așa cum am arătat, funcționarea structurii *pnpn* cu două stări stabile se bazează pe variația factorilor de curent în funcție de curentul prin dispozitiv, proprietate caracteristică siliciului. În siliciu, la curenți mici predomină curentul de recombinare în regiunea de trecere a emitorului față de curentul de injecție din emitor în bază, astfel că α_F are valori mici. La germaniu curentul de recombinare este neglijabil și α_F are valori mari chiar la curenți mici, astfel că condiția $\alpha_{F1} + \alpha_{F2} < 1$ nu poate fi îndeplinită și starea de blocare nu este stabilă, trecîndu-se direct în starea de conducție. Acesta este motivul pentru care *dispozitivele pnpn se fac din siliciu.*

● Amorsarea diodei *pnpn* prin creșterea tensiunii anodice reprezintă modul normal de funcționare. Există însă și **moduri parazite de amorsare**, *prin creșterea temperaturii* sau *printr-o variație bruscă a tensiunii anodice.*

Amorsarea diodei *pnpn* poate avea loc *la temperatură ridicată și la* $v_A < V_{B0}$. În figura 8.6 se prezintă curbele factorilor de amplificare în curent în funcție de curentul prin dispozitiv la diverse temperaturi. La creșterea temperaturii, curentul rezidual $I_{0,2}$ al joncțiunii centrale se dublează la fiecare 6°C (siliciu) și curentul prin dispozitiv va crește, conform relației (8.3). Factorii de amplificare în curent vor crește atît datorită creșterii curentului, cît și datorită creșterii temperaturii. Ca urmare, se inițiază procesul regenerativ ce conduce la îndeplinirea condiției de amorsare și

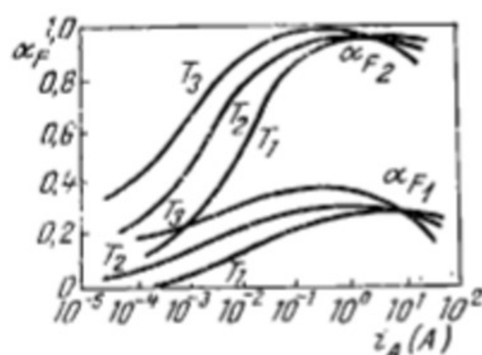


Fig. 8.6

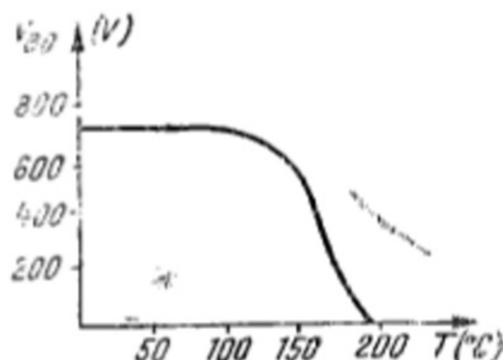


Fig. 8.7

dispozitivul basculează în starea de conducţie la o tensiune cu atît mai mică decît tensiunea de autoaprindere, cu cît temperatura este mai mare (fig. 8.7).

Amorsarea diodei *pnpn* poate avea loc *la temperatură normală şi la tensiune* $v_A < V_{BO}$ *dacă tensiunea aplicată creşte foarte repede*, fenomenul fiind cunoscut sub denumirea de „*efect* dv/dt". În figura 8.8 s-a reprezentat structura înlocuind cele trei joncţiuni cu trei diode, D_1, D_2, D_3. Cînd tensiunea aplicată variază rapid, curentul de deplasare $C_j\mathrm{d}v_A/\mathrm{d}t$ prin capacitatea de barieră a joncţiunii centrale nu mai poate fi neglijat, astfel încît curentul prin dispozitiv va fi dat [1] de relaţia:

$$i_A = \frac{I_{0,2} + C_j\mathrm{d}v_A/\mathrm{d}t}{1-(\alpha_{F1}+\alpha_{F2})}. \tag{8.10}$$

Curentul $C_j\mathrm{d}v_A/\mathrm{d}t$ va trece prin C_j şi prin joncţiunile J_1 şi J_3, adăugîndu-se la curentul I_{02} care traversează toate joncţiunile. Dacă tensiunea aplicată variază rapid, atunci al doilea termen de la numărătorul relaţiei (8.10) predomină, curentul prin dispozitiv creşte, la fel factorii de curent, şi procesul regenerativ de comutare conduce la amorsarea structurii la o tensiune cu atît mai mică cu cît variaţia tensiunii aplicate este mai rapidă. C_j poate avea valori între zeci şi sute de picofarazi şi scăderea tensiunii de aprindere devine importantă la variaţii ale tensiunii anodice de ordinul zeci de volt pe microsecundă.

● **Evitarea amorsărilor parazite.** Amorsările parazite prin creşterea temperaturii sau prin efect dv/dt pot avea loc la tensiuni anodice mici, fără a interveni procesul de multiplicare în avalanşă. Aceste amorsări parazite sînt evitate în exploatarea dispozitivelor multijoncţiune, în acest scop limitîndu-se atît temperatura maximă de lucru, cît şi viteza maximă de variaţie a tensiunii aplicate.

Capabilitatea unei structuri de a suporta variaţii rapide de tensiune poate fi îmbunătăţită prin şuntarea joncţiunii J_3 cu o rezistenţă sau cu o capacitate, astfel încît curentul $C_j\mathrm{d}v_A/\mathrm{d}t$ să nu circule prin J_3, deci să nu afecteze valoarea lui α_{F2} care, avînd o variaţie mai pronunţată cu curentul (fig. 8.5) decît α_{F1} (acest lucru se realizează tehnologic printr-o zonă n_2 mai groasă decît zona p_3), are rolul determinant la amorsare.

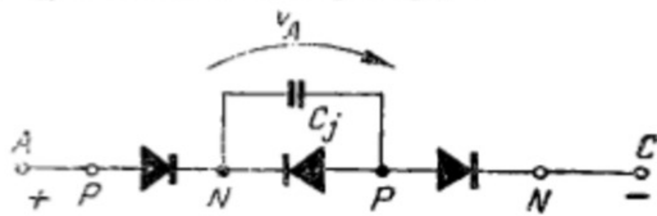


Fig. 8.8

8.2.3. Diacul

Diacul *(DIde Alternating Current)* este un *dispozitiv multijoncțiune care are proprietățile diodei pnpn în ambele sensuri de conducție.* Dispozitivul are cinci straturi şi patru joncțiuni, reprezentate schematic în figura 8.9, *a*; simbolul este dat în figura 8.9,*b*. Poate fi considerat ca fiind realizat din două structuri *pnpn* aşezate antiparalel în acelaşi monocristal de siliciu (fig. 8.9,*c*). Diacul are conductibilitate bidirecțională; cei doi electrozi între care circulă curentul principal i_T se numesc terminalul T_1 şi terminalul T_2.

● **Funcționarea.** *La aplicarea unei tensiuni pozitive* $v_T > 0$, structura din dreapta este polarizată direct, se amorsează la o tensiune V_{BD}, caracteristica $I-V$ avînd forma din figura 8.10, cadranul *1*.

Cînd polaritatea tensiunii se inversează, intră în conducție la tensiunea V_{BR} structura din stînga (fig. 8.9,*c*), rezultînd ramura simetrică a caracteristicii (fig. 8.10, cadranul *3*).

Este de dorit ca $V_{BD} \cong V_{BR} \cong V_{BO}$, deci caracteristica să fie simetrică. Se realizează dispozitive cu V_{BO} de zeci de volți, simetria fiind garantată în limitele $\pm 10\%$.

● Datorită caracteristicii sale bidirecționale, **diacul se foloseşte în** circuitele de curent altenativ. Este un dispozitiv de putere mică utilizat în circuitele de comandă ale tiristoarelor şi dispozitivelor triac.

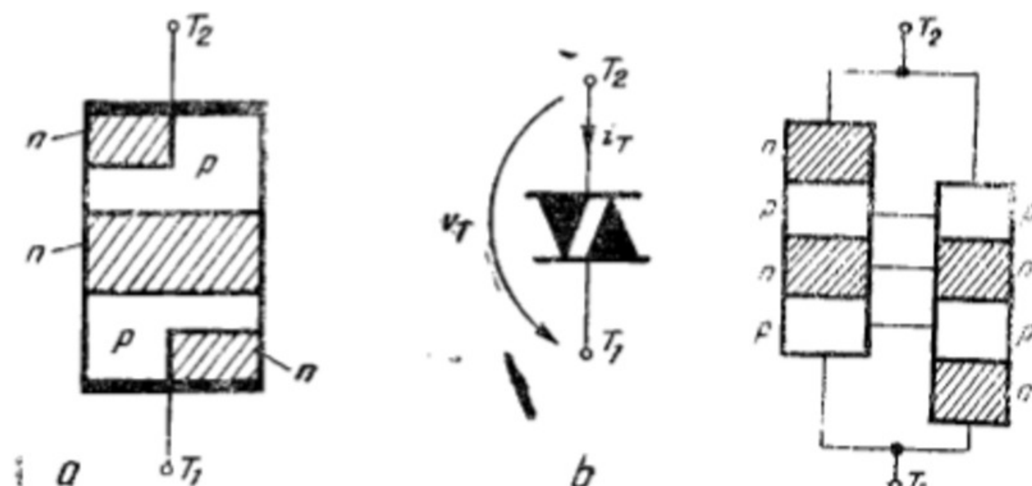


Fig. 8.9

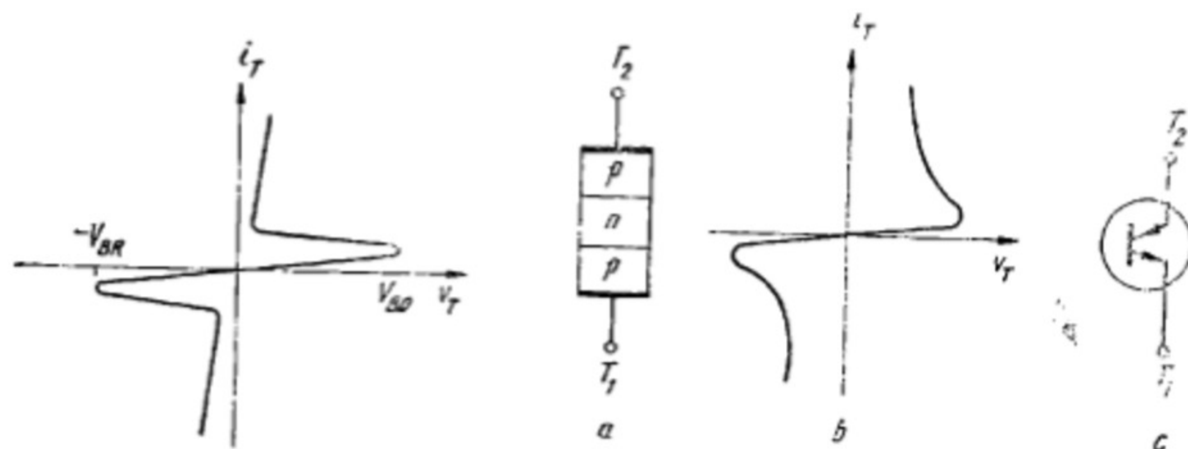


Fig. 8.10   Fig. 8.11

○ **Notă.** *O caracteristică bidirecțională simetrică cu două stări stabile de tip diac se obține și cu o structură cu trei regiuni similare cu a tranzistorului bipolar* (fig. 8.11,*a*). Tehnologic, structura se realizează cu dopări de același nivel în cele trei zone, fără contact de bază, și se iau precauții ca cele două joncțiuni să se poată străpunge nedistructiv. La aplicarea unei tensiuni într-un sens sau în celălalt, structura este străbătută de curentul rezidual I_{CE0} pînă ce joncțiunea alimentată invers se străpunge, rezultînd un salt de tensiune de ordinul 10 V. Caracteristica simetrică și simbolul acestui tip de diac sînt arătate în figurile 8.11,*b* și *c*.

8.3. TIRISTORUL

8.3.1. Tiristorul convențional

Tiristorul este o *structură pnpn prevăzută cu electrod de comandă* prin conectarea zonei *p* adiacente catodului (fig. 8.12,*a*). Electrodul de comandă — *poarta* — se notează cu *G*. În figura 8.12,*b* prezentăm simbolul acestui dispozitiv, împreună cu sensurile pozitive pentru curenți și tensiuni.

Tiristorul descris în acest paragraf se numește *convențional* deoarece el constituie varianta cea mai des întîlnită.

● **Amorsarea tiristorului.** Dispozitivul se poate amorsa, prin injectarea unui curent pe poartă ($v_G > 0$), la o tensiune mai mică decît tensiunea V_{BO} de autoamorsare. Această funcționare, asemănătoare cu a unei triode cu gaz, i-a adus și denumirea: *TIRatron transISTOR*.

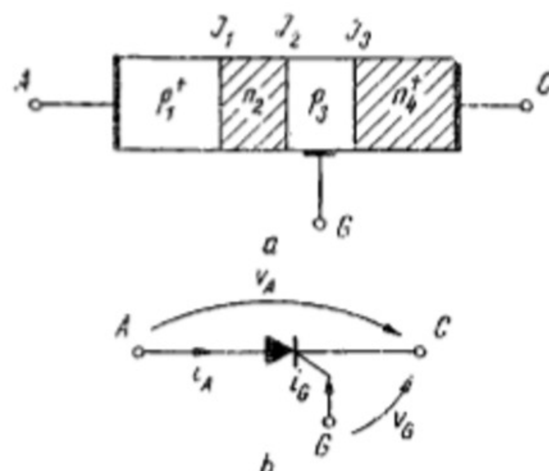


Fig. 8.12

Analiza proceselor fizice ce au loc la amorsarea tiristorului prin injectarea unui curent pe poartă se poate face echivalînd structura de tiristor cu două tranzistoare complementare, ca în figura 8.13. Curentul tranzistorului T_2 este:

$$i_{C2} = \alpha_{F2}(i_A + i_G) + I_{CB0,2}, \tag{8.11}$$

curentul i_{C1} fiind dat de relația (8.2). Rezultă că prin joncțiunea J_2 circulă curentul:

$$i_A = \alpha_{F1} i_A + \alpha_{F2}(i_A + i_G) + I_{0,2}, \tag{8.12}$$

de unde:

$$i_A = \frac{\alpha_{F2} i_G + I_{0,2}}{1 - (\alpha_{F1} + \alpha_{F2})}, \tag{8.13}$$

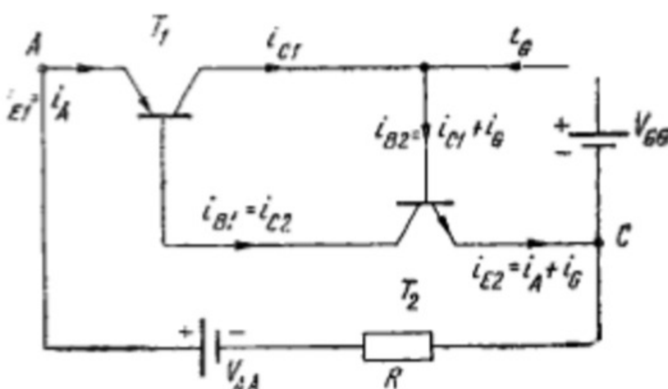


Fig. 8.13

Această relaţie indică posibilitatea creşterii nelimitate a curentului prin structură, dacă este îndeplinită condiţia de amorsare (8.4). În relaţia (8.13) primul termen de la numărător excede pe al doilea, astfel că *amorsarea poate avea loc la tensiune anodică mai mică decît tensiunea de autoamorsare* V_{BO}.

Injectarea unui curent i_G pe poartă are ca efect creşterea curentului prin joncţiunea de catod J_3; ca urmare, pe de o parte creşte α_{F2}, iar pe de altă parte creşte curentul i_{C2} injectat în baza n_2 (identică cu colectorul lui T_2). Va creşte curentul $i_{B1} = i_{C1}$ şi deci curentul i_{C1} injectat în baza p_3, ceea ce conduce la o creştere şi mai pronunţată a curentului $i_{B2} = i_{C1} + i_G$ prin joncţiunea J_3. Se iniţiază procesul regenerativ din bucla de reacţie pozitivă, cuprinzînd bazele şi colectoarele tranzistoarelor T_1 şi T_2, care în final conduce la basculares tiristorului.

○ **Observaţie.** *Procesele fizice intime* referitoare la injecţia de purtători în cele două baze, la reducerea barierelor de potenţial şi intrarea tranzistoarelor T_1 şi T_2 în saturaţie *sînt aceleaşi ca la amorsarea diodei pnpn*, deosebirea fiind că iniţierea amorsării este provocată prin injectarea unui curent i_G prin joncţiunea J_3 şi nu prin creşterea tensiunii anodice. Dependenţa factorilor de curent (fig. 8.5) de curentul prin dispozitiv stă în continuare la baza procesului de amorsare a tristorului.

Relaţia (8.13) arată că, cu cît curentul de comandă i_G este mai mare, cu atît valoarea curentului i_A care îndeplineşte condiţia (8.4) va corespunde unei tensiuni anodice de amorsare mai mici.

Micşorînd curentul de comandă tensiunea de amorsare creşte, apropiindu-se de tensiunea de autoamorsare V_{BO}; în lipsa comenzii pe poartă ($i_G = 0$), tiristorul se comportă ca o diodă *pnpn*.

La tensiuni de amorsare mari, intervine procesul de *multiplicare în avalanşă* la joncţiunea J_2 şi relaţia (8.12) devine:

$$i_A = M[\alpha_{F1}i_A + \alpha_{F2}(i_A + i_G) + I_{0,2}], \tag{8.14}$$

de unde:

$$i_A = \frac{M\alpha_F i_G + MI_{0,2}}{1 - M(\alpha_{F1} + \alpha_F)} \tag{8.15}$$

cu M dat de relaţia (8.6). Din relaţia (8.15) rezultă că în prezenţa multiplicării în avalanşă, condiţia de amorsare este mai uşoară — relaţia (8.8) — rezultînd o tensiune de amorsare mai mică decît tensiunea de străpungere a joncţiunii J_2 (relaţia 8.9). Deoarece factorul de multiplicare M creşte cu v_A, rezultă că cu cît tensiunea de amorsare este mai mare, este necesar un curent de comandă mai mic.

La aceleaşi concluzii se poate ajunge urmărind **caracteristicile curent-tensiune ale tiristorului,** reprezentate în figura 8.14. Curentul în regiunea de conducţie *BC* trebuie să fie limitat de circuitul exterior pentru a preveni distrugerea dispozitivului prin încălzire. Dacă curentul de poartă este mare, amorsarea poate avea loc la tensiuni anodice mici, peste o anumită valoare a curentului de poartă amorsarea efectuîndu-se direct pe curba punctată *OB*, ca la o joncţiune *pn*. În funcţionare normală tensiunea anodică V_A trebuie să fie mai mică decît tensiunea de autoaprindere V_{BO}. *Pentru comutare directă* se aplică pe poartă un curent i_{G1}, căruia îi corespunde o tensiune de aprindere $V_{BO1} < V_A$. *In polarizare inversă* tiristorul se comportă

ca o diodă *pnpn*, prin el trecînd un curent mic; la tensiunea inversă V_B are loc străpungerea tiristorului (fig. 8.14).

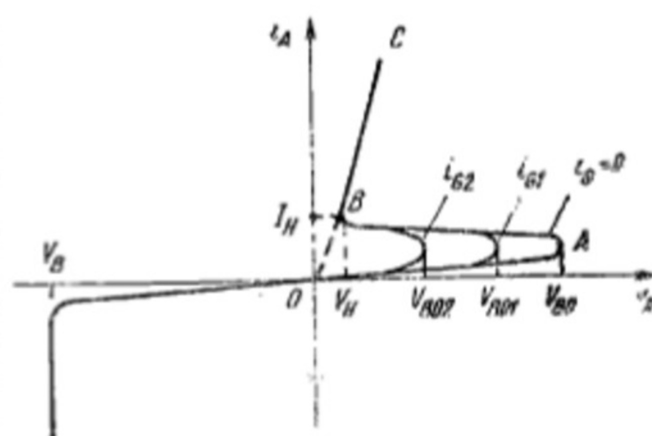


Fig. 8.14

● **Pentru a bloca tiristorul** trebuie micşorat curentul i_A astfel ca tranzistoarele T_1 şi T_2 să revină în regiunea activă normală şi suma $(\alpha_{F1} + \alpha_{F2})$ să atingă o valoare subunitară. Aceasta se realizează scăzînd i_A sub valoarea de menţinere I_H sau scăzînd tensiunea anodică sub valoarea V_H. Este larg acceptată ideea că *după amorsare poarta îşi pierde rolul de comandă* (în sensul că nu poate acţiona şi pentru blocarea tiristorului), ea reluîndu-şi acest rol numai după blocarea tiristorului.

În figura 8.15 se redau caracteristicile unui tiristor pentru curent pe poartă de ambele polarităţi. Observăm că la scăderea curentului de poartă, trecerea acestuia prin zero şi scăderea în continuare prin valori negative $(i_{G2} > i_{G1} > 0 > i'_G > i''_G$, curentul de menţinere creşte $(I_H < I'_H < I''_H)$, iar tensiunea de menţinere şi cea de amorsare cresc şi ele. În figura 8.15 este trasată şi dreapta de sarcină a tiristorului care a fost basculat direct cu un curent de poartă $i_{G2} > 0$ şi se află în conducţie în punctul *M*. Aplicînd pe poartă un curent negativ i''_G, valoarea curentului de menţinere devine I''_H, egală cu cea a curentului anodic din punctul de funcţionare. Altfel exprimat, curentul anodic a fost micşorat la valoarea de menţinere, structura blocîndu-se. Valoarea curentului negativ i''_G în cazul tiristorului convenţional este comparabilă cu valoarea curentului principal prin dispozitiv şi deci este inpractic să blocăm tiristorul în acest mod, deoarece se renunţă la unul dintre principalele avantaje ale electrodului de comandă, acela de a putea comanda curenţi mari în circuitul anodic prin valori mici ale curentului de poartă.

Există însă structuri speciale de tiristor, tehnologic realizate astfel încît să se poată bloca la valori mici ale curentului invers pe poartă.

● **Semnalul de comandă.** Bascularea directă şi blocarea unui tiristor se pot face atît cu *semnale continue*, cît şi cu *impulsuri de polaritate corespunzătoare*.

Comutarea directă şi blocarea tiristorului au loc în timp finit, fiind legate de procese fizice ca injecţia şi extracţia de purtători. *Timpul de comutare directă creşte cu temperatura şi cu curentul anodic, dar scade cînd amplitudinea semnalului de comandă creşte.* Dacă semnalul de comutare directă este un impuls, el trebuie să aibă o durată minimă, numită *timp de menţinere pe poartă,* sub care co-

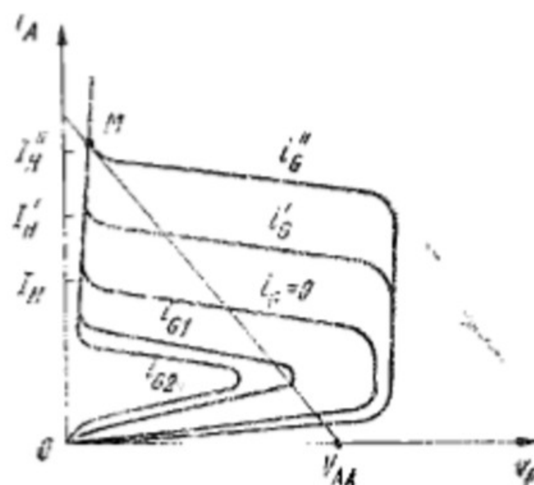


Fig. 8.15

mutarea nu are loc. *Timpul de comutare inversă crește de asemenea cu temperatura și curentul anodic și scade cînd amplitudinea semnalului de comutare crește.* Astfel, pentru blocare este suficient să micșorăm tensiunea anodică sub valoarea V_H, dar timpul de comutare inversă se reduce dacă inversăm sensul tensiunii pe anod. Dacă semnalul de blocare este un impuls, există o durată minimă a acestuia, numită *timp de revenire pe poartă*, sub care blocarea nu are loc. În tiristoarele rapide timpii de comutare sînt de zecimi de microsecundă, iar în tristoarele lente — de ordinul a cîteva microsecunde. Timpul de blocare este în general mai mare decît cel de basculare directă.

● **Tiristorul poate fi alimentat** cu o tensiune continuă sau alternativă. La alimentarea tiristorului cu o tensiune alternativă pe anod, funcționarea lui este asemănătoare cu a unei diode semiconductoare, cu deosebirea că intrarea în conducție poate fi întîrziată în raport cu începutul alternanței pozitive.

● Tiristoarele au căpătat o **folosire** largă în redresoarele comandate, în circuitele de comutație, cele de impulsuri, în generatoarele de tensiune liniar-variabilă etc.

Tiristoarele de putere suportă curenți de sute de amperi și tensiuni V_{BO} pînă la 1 000 V, tensiunea de menținere fiind în jur de 1V. Raportul între curentul comandat și cel de comandă este de ordinul 1 000.

● **Aprinderile parazite** prin creșterea temperaturii și prin efect dv/dt se întîlnesc și la tiristoare. Evitarea acestor amorsări se obține prin soluții tehnologice ca în figura 8.16, *a* — structură cu *șunt de emitor*. Curentul i_G injectat pe poartă circulă spre catod transversal pe direcția AC, străbătînd regiunea bazei p_3 care se comportă ca o rezistență R_{gc} montată între poartă și catod. Căderea de tensiune transversală ce ia naștere pe joncțiunea catodului J_3 polarizează direct regiunea din partea stîngă (fig. 8.16, *a*) a acestei joncțiuni, avînd ca efect o injecție de electroni din zona n_4^+ în zona p_3, care conduce la amorsarea dispozitivului. Schema echivalentă este dată în figura 8.16, *b*.

Pentru o structură obișnuită (fără șunt de emitor), se poate adăuga o rezistență exterioară între poartă și catod pentru a crește stabilitatea termică și capabilitatea dv/dt.

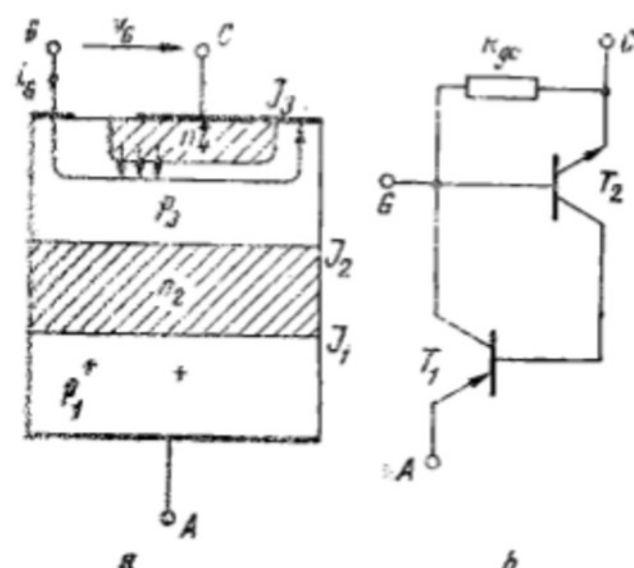


Fig. 8.16

● **Fototiristorul.** Amorsarea tiristorului se poate face sub acțiunea unui flux luminos care, intrînd printr-o fereastră practicată în capsula dispozitivului, numit *fototiristor*, generează perechi electron-gol la joncțiunea centrală J_2, creînd astfel posibilitatea ca prin creșterea curentului și a factorilor α_F să se îndeplinească condiția de amorsare. Dispozitivul se prezintă detaliat în capitolul 10.

8.3.2. Tiristorul tetrodă

Tiristorul tetrodă este *un dispozitiv pnpn la care se contactează și cel de al patrulea strat, n_2,*

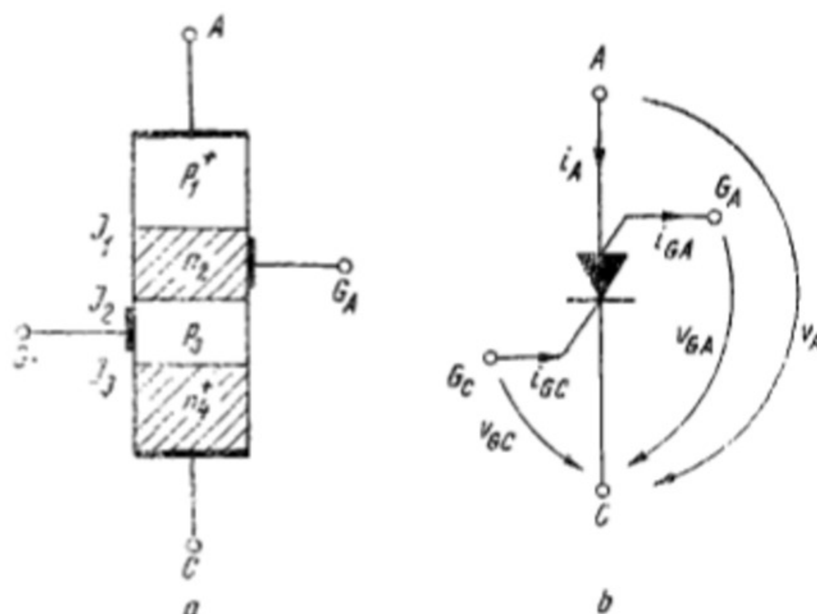


Fig. 8.17

care are tot rol de poartă (numită *poartă anodică*, G_A, pentru a o deoseb. de *poarta catodică*, G_C) (fig. 8.17, *a*). Acest dispozitiv cu patru terminale are doi electrozi de comandă. Simbolul lui, împreună cu sensurile pozitive pentru curenţi şi tensiuni, sînt arătate în figura 8.17, *b*.

● **Amorsarea.** *Pe poarta catodică* tiristorul tetrodă poate fi amorsat ca şi tiristorul convenţional, prin aplicarea unei tensiuni sau a unui impuls pozitiv, iar *pe poarta anodică* dispozitivul se poate amorsa prin aplicarea unei tensiuni sau a unui impuls negativ.

Presupunînd că amorsăm tiristorul tetrodă printr-o tensiune negativă $v_{GA} < 0$ pe poarta G_A, joncţiunile J_2 şi J_3 vor fi străbătute de curentul $i_A - i_{GA}$, iar joncţiunea J_1 — de curentul i_A; prin joncţiunea centrală curentul este:

$$i_A - i_{GA} = \alpha_{F1} i_A + \alpha_{F2}(i_A - i_{GA}) + I_{0,2}, \tag{8.16}$$

de unde:

$$i_A = \frac{(1 - \alpha_{F2}) i_{GA} + I_{0,2}}{1 - (\alpha_{F1} + \alpha_{F2})}. \tag{8.17}$$

Se observă că *amorsarea pe poarta anodică necesită un curent de comandă mai mare decît pe poarta catodică.*

Dacă amorsarea se face simultan pe ambele porţi, din relaţiile (8.13) şi (8.17) rezultă:

$$i_A = \frac{\alpha_{F2} i_{GC} + (1 - \alpha_{F2}) i_{GA} + I_{0,2}}{1 - (\alpha_{F1} + \alpha_{F2})}. \tag{8.18}$$

Existenţa celei de-a doua porţi de comandă extinde posibilităţile de utilizare ale tiristorului tetrodă în raport cu acelea ale tiristorului convenţional, unele — în scheme imposibil de realizat cu tiristorul convenţional, altele — în aceleaşi scheme, dar cu performanţe îmbunătăţite. Tiristorul tetrodă are dezavantajul unor puteri disipate şi al unor tensiuni de lucru relativ reduse.

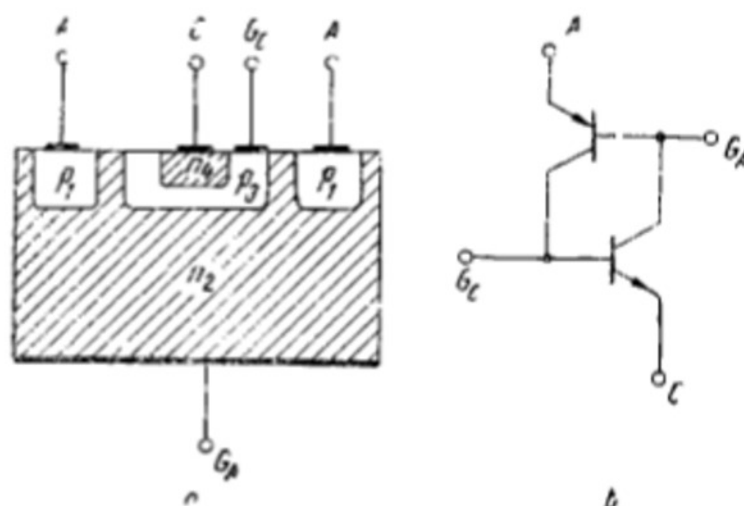


Fig. 8.18

● Tiristorul tetrodă este o structură integrată obținută prin **tehnologia planară**, constînd din două tranzistoare complementare montate în buclă regenerativă. Aceasta se realizează prin difuzia unei coroane circulare de tip *p* în exteriorul unei structuri de tranzistor *npn* (fig. 8.18, *a*); se formează astfel la suprafața chipului de siliciu cel de-al doilea tranzistor *pnp*. Schema echivalentă a structurii este prezentată în figura 8.18, *b*. Difuziile p_1 și p_3 se realizează simultan, structura nefiind mai scumpă decît un tranzistor planar.

● **Evitarea amorsării parazite prin efect d*v*/d*t*.** Tiristorul tetrodă se poate conecta în circuit ca un tiristor convențional acționat pe poarta G_C (fig. 8.19). În schema din figura 8.19, *a* influența efectului d*v*/d*t* este puternic micșorată prin încărcarea capacității de barieră C_j a joncțiunii centrale la tensiunea V_{AA} prin R_1 și R_2, înainte de aplicarea tensiunii pe anod. În schema din figura 8.19, *b* efectul d*v*/d*t* este anulat prin încărcarea capacității C_j la o tensiune mai mare decît tensiunea anodică. În ambele cazuri, *tensiu-*

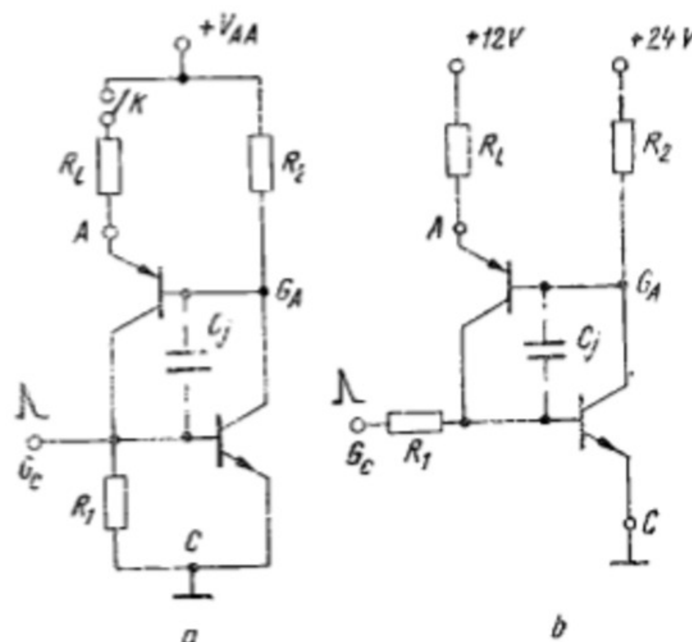


Fig. 8.19

nea anodică trebuie să fie aplicată cu cîteva microsecunde după punerea sub tensiune a porții anodice, pentru a încărca în prealabil pe C_1.

○ **Observație.** Tiristorul tetrodă poate fi considerat ca un tranzistor *npn* (T_2), cu tranzistorul *pnp* (T_1) realizînd o reacție variabilă prin R_A (fig. 8.20). Sarcina R_L poate fi montată în circuitul porții anodice; rezistența R_A trebuie să fie de valoare mică, pentru a menține tranzistorul *npn* în saturație după dispariția semnalului de comandă pe poarta G_C. Dacă reacția nu este prea puternică, tiristorul tetrodă poate fi basculat și invers, prin aplicarea unui impuls negativ pe G_C sau a unui impuls pozitiv pe G_A.

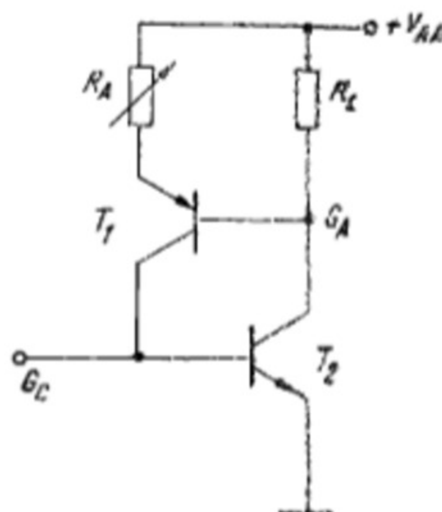


Fig. 8.20

8.3.3. Tiristorul bioperațional

Tiristorul bioperațional *poate fi blocat prin aplicarea unor impulsuri negative pe poartă.* Se mai întîlnește sub denumirea de *tiristor cu blocare pe poartă*. În principiu, pentru a realiza blocarea tiristorului trebuie să acționăm asupra dispozitivului pentru ca suma ($\alpha_{F1} + \alpha_{F2}$) să devină subunitară. Aplicarea unui impuls negativ pe poartă cu amplitudinea comparabilă cu cea a impulsului pozitiv de amorsare nu este suficientă pentru blocare (la un tiristor convențional) pentru că în regiunea de conducție (fig. 8.5) α_{F1} și α_{F2} precum și suma acestora variază lent cu curentul prin dispozitiv, așa încît impulsul de blocare nu reușește să scoată dispozitivul din starea $\alpha_{F1} + \alpha_{F2} = 1$. La o structură de tiristor bioperațional, unul dintre cei doi factori de curent are o variație foarte mare cu curentul prin dispozitiv, atît în blocare cît și în conducție, făcînd posibilă amorsarea și blocarea cu curenți de amplitudine comparabilă.

● **O variantă tehnologică** este structura în care joncțiunea J_3 de catod se înlocuiește printr-un contact metal-semiconductor, care are o variație a factorului de amplificare în curent α_{F2} foarte abruptă (fig. 8.21, *a*) în comparație cu variația factorului de amplificare în curent α_{F1} al joncțiunii J_1 de la anod)fig. 8.21, *b*). Se obține o variație abruptă pentru suma α_{F1} +

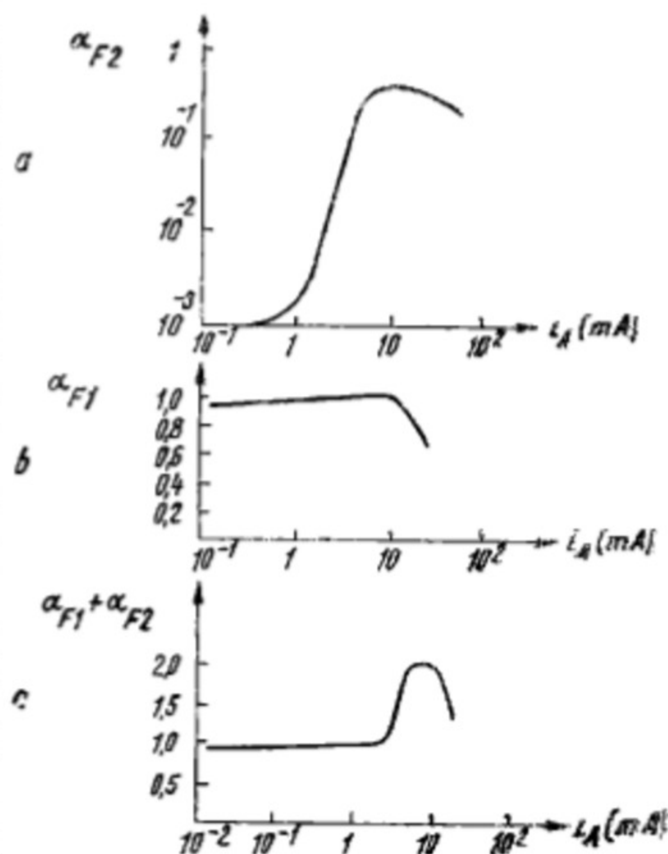


Fig. 8.21

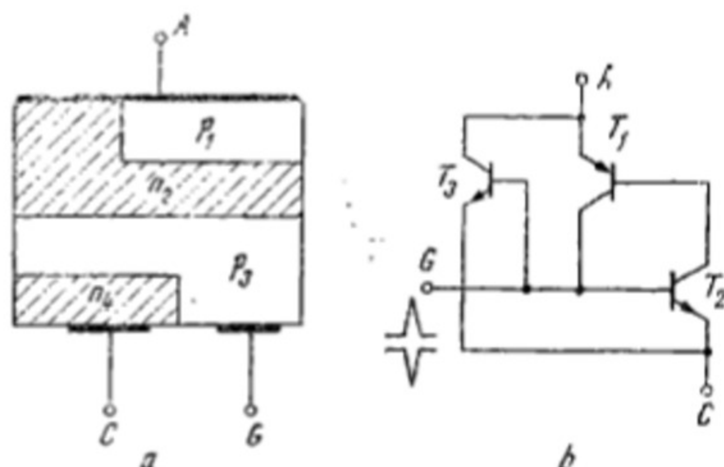


Fig. 8.22

$+ \alpha_{F2}$ tocmai în regiunea curenţilor de operare 1—10 mA (fig. 8.12, c), condiţia de amorsare fiind realizată în acest caz particular aproximativ la $i_A = 2$mA. Amorsarea se face cu un curent $i_G \geqslant 2$mA şi presupunînd că curentul de conducţie este de 8 mA, dispozitivul poate fi blocat cu un impuls negativ $|i_G| \geqslant 8-2 = 6$ mA.

● **Altă variantă tehnologică** de tiristor bioperaţional, care prezintă o variaţie mare a factorului α_{F1} cu curentul prin dispozitiv, se dă în figura 8.22, *a*. Din schema echivalentă — figura 8.22, *b* — se vede că structura cuprinde un tiristor convenţional $p_1n_2p_3n_4$ (tranzistoarele complementare T_1 şi T_2) în paralel cu tranzistorul $n_2p_3n_4$ (T_3). Un impuls pozitiv aplicat pe poartă basculează direct tiristorul T_1, T_2, tranzistorul T_3 conducînd şi el (baza se alimentează din colectorul lui T_1). La aplicarea unui impuls negativ pe poartă, apare o cădere de tensiune transversală pe joncţiunea colectorului, care se blochează parţial (spre contactul de poartă) ; micşorîndu-se suprafaţa activă a joncţiunii de colector scade factorul α_{F1} şi condiţia de blocare $\alpha_{F1} + \alpha_{F2} < 1$ va fi îndeplinită. *Caracteristica de comandă* $v_B = v_B(i_G)$ este asimetrică. Pentru realizarea blocării trebuie ca tensiunea negativă aplicată porţii să depăşească în amplitudine tensiunea statică de străpungere în avalanşă a spaţiului poartă-catod. *Se exclude deci posibilitatea utilizării unei tensiuni continue pentru blocare*, durata impulsului de comandă limitîndu-se la valori ce nu permit depăşirea temperaturii maxime admisibile la joncţiunii poartă-catod.

Tiristoarele bioperaţionale sînt dispozitive de mică şi medie putere ; viteza lor de blocare este de cîteva ori mai mare decît a tiristoarelor convenţionale de putere comparabilă. Folosite în circuite de comutare, tiristoarele bioperaţionale au, comparativ cu tranzistoarele, avantajul de a nu mai necesita tensiune pe electrodul de comandă după amorsare sau blocare.

8.3.4 Triacul

Triacul (*TRIode Alternating Current*) este un *dispozitiv cu cinci straturi, echivalent cu două tiristoare aşezate antiparalel în acelaşi monocristal de siliciu, avînd un singur electrod de comandă.* Caracteristica curent-tensiune, pentru ambele sensuri ale tensiunii aplicate în circuitul principal, are forma corespunzătoare tiristorului polarizat în sens direct. Este întîlnit şi sub

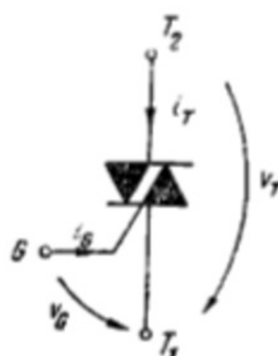


Fig. 8.23

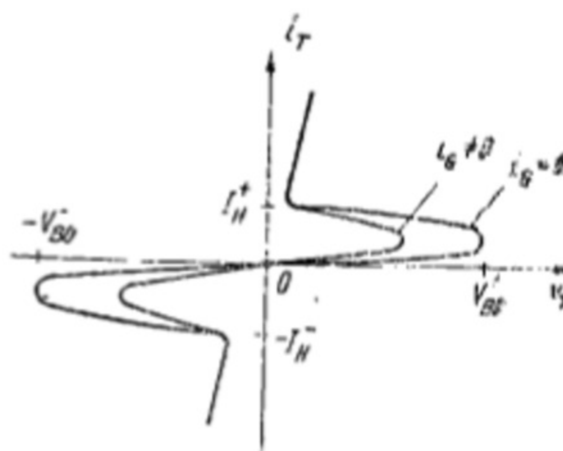


Fig. 8.24

denumirea de *tiristor bidirecțional*. Simbolul este dat în figura 8.23, împreună cu sensurile pozitive pentru curenți și tensiuni. Datorită conductibilității bidirecționale, cei doi electrozi între care circulă curentul principal i_T se numesc terminalul T_1 și terminalul T_2. Comanda pe poartă se poate face cu semnale de ambele polarități pentru fiecare dintre cele două sensuri ale curentului principal. Caracteristica $I-V$ se prezintă în figura 8.24.

În figura 8.25 se redă simplificat structura triacului.

● Distingem patru **moduri de funcționare**.

Modul I. *Tensiunea v_T este pozitivă, poarta fiind comandată cu un semnal pozitiv.* Structura se comportă ca un tiristor convențional $p_1n_2p_3n_4$, stratul p_3 avînd rolul de poartă catodică.

Modul II. *Tensiunea $v_T > 0$, iar cea de poartă* este $v_G < 0$. Structura $p_1n_2p_3n_4$ este comandată prin joncțiunea n_Gp_3 (*electrod de comandă tip joncțiune pn*). Comanda pe poartă acționează astfel: la aplicarea potențialului negativ pe poartă, datorită șuntului de emitor i_G circulă între p_3 și n_G; joncțiunea p_3n_G — polarizată direct — amorsează tiristorul auxiliar $p_1n_2p_3n_G$; în partea stîngă a stratului p_3 avem practic potențialul lui T_2 (joncțiunea p_3n_2 din stînga este acum polarizată direct), iar joncțiunea p_3n_4 polarizată acum direct (dispare influența căderii de tensiune transversale datorate comenzii pe poartă) amorsează tiristorul principal $p_1n_2p_3n_4$. Comanda se face indirect pe poarta catodică p_3.

Modul III. $v_T < 0$, $v_G < 0$. Structura principală este $p_3n_2p_1n_5$, comanda realizîndu-se prin *emitorul auxiliar* n_G astfel: la aplicarea potențialului negativ pe poartă, joncțiunea p_3n_G fiind polarizată direct, se amorsează tiristorul auxiliar $p_2n_2p_3n_G$; crescînd curentul prin joncțiunea p_3n_2, se amorsează și tiristorul principal $p_3n_2p_1n_5$. Comanda se realizează indirect pe poarta anodică n_2.

Modul IV. $v_T < 0$, $v_G > 0$. Structura principală $p_3n_2p_1n_5$ se comandă astfel: potențialul pozitiv pe poartă polarizează direct joncțiunea p_3n_4; se injectează electroni din n_4 în p_3 care difuzînd, sînt colectați de joncțiunea p_3n_2; creșterea curentului prin această joncțiune conduce la amorsarea structurii principale. Comanda se efectuează *de la distanță* indirect, pe poarta anodică n_2.

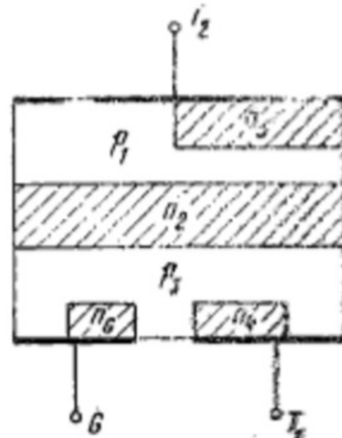


Fig. 8.25

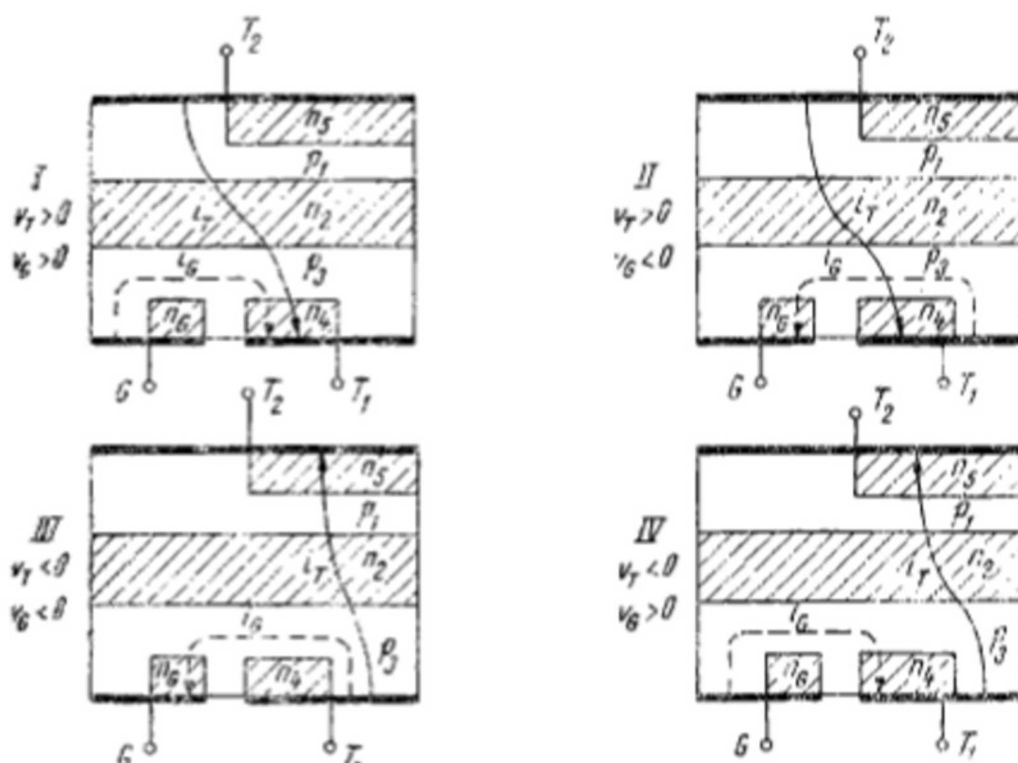


Fig. 8.26

Modurile *I* şi *II* cu $v_T > 0$ şi $v_G \gtrless 0$ corespund caracteristicii din cadranul *1* în figura 8.24, iar modurile *III* şi *IV* cu $v_T < 0$ şi $v_G \gtrless 0$ corespund caracteristicii din cadranul *3*. În figura 8.26 sînt arătaţi curenţii principali (linie plină) şi curenţii de comandă (linie întreruptă) în cele patru moduri de funcţionare ale triacului. Curentul principal influenţează curentul de comandă, sensibilitatea la semnalul de comandă fiind mare cînd ce doi curenţi circulă în acelaşi sens şi mică dacă aceştia circulă la sensuri opuse. Sensibilitatea este mare cînd T_2 şi poarta au aceeaşi polaritate faţă de T_1 (modurile *I* şi *III*).

○ **Observaţie.** Complexitatea funcţionării triacului justifică nesimemetria caracteristicii *I—V* (fig. 8.24).

● **Triacul se foloseşte în** circuitele de reglare şi comandă a puterii de curent alternativ. Tensiunea de autoaprindere $V_{BO} = min(V_{BO}^+, V_{BO}^-)$ trebuie să fie mai mare decît valoarea de vîrf aplicată triacului între T_1 şi T_2 pentru a asigura amorsarea dispozitivului pe poartă la orice valoarea instantanee a tensiunii de alimentare. Comanda porţii se poate face prin tensiune continuă, tensiune alternativă redresată (nefiltrată), alternativă sau în impulsuri.

8.4. TRANZISTORUL UNIJONCŢIUNE

8.4.1. Procese fizice în TUJ. Caracteristici statice

Tranzistorul unijoncţiune (TUJ) este un dispozitiv cu o structură tehnologică relativ complicată, dar se poate reprezenta schematic ca în figura 8.27, *a*. O bară de siliciu monocristalin de tip *n* se contactează la

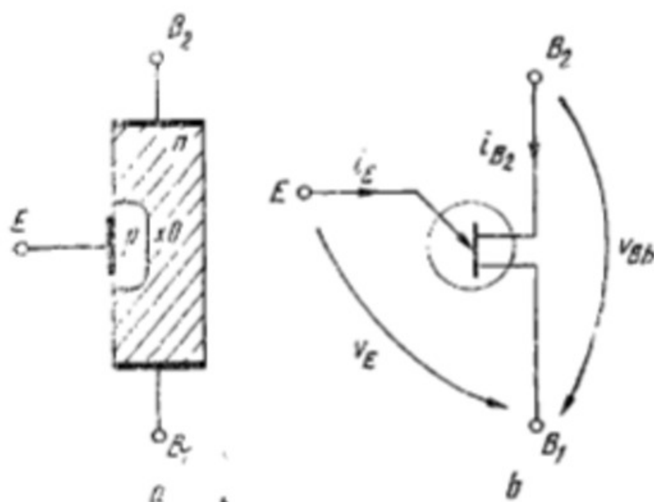


Fig. 8.27

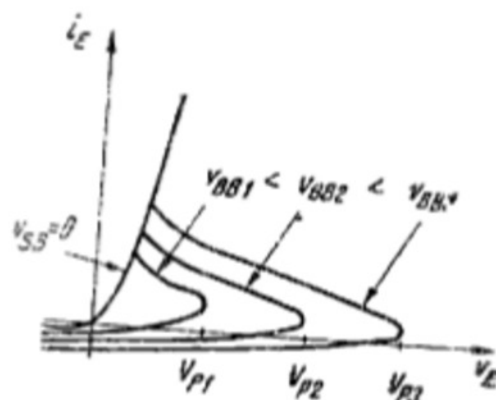


Fig. 8.28

cele două extremităţi numite *baza* B_1 şi *baza* B_2 şi se difuzează p, transversal pe direcţia B_1B_2, aproximativ la jumătatea acestei distanţe, formîndu-se o joncţiune *pn*. Zona *p* se numeşte *emitor E*. TUJ se mai numeşte *diodă cu bază dublă*. Simbolul şi sensurile pozitive pentru curenţi şi tensiuni sînt arătate în figura 8.27, *b*.

● Caracteristica statică de interes este **caracteristica de intrare** $i_E = i_E(v_E, v_{BB})$, reprezentată în figura 8.28. Funcţionarea TUJ se poate explica pe schema echivalentă de regim static din figura 8.29.

Pentru $V_{BB} = 0$ se obţine o caracteristică de diodă cu o rezistenţă serie mare (r_{B1} şi r_{B2} în paralel), căderea de tensiune în polarizare directă fiind în jur de 2V. Dioda D reprezintă joncţiunea *pn* a emitorului, iar r_{B1} şi r_{B2} sînt rezistenţele distribuite ale barei de siliciu între cele două baze şi un punct interior O, situat aproximativ în dreptul joncţiunii de emitor. Suma $r_{BB} = r_{B1} + r_{B2}$ se numeşte *rezistenţă interbază*, iar raportul $\eta = r_{B1}/r_{BB}$ — *raport de divizare intrinsec* ($\eta \cong 0{,}5$).

Pentru o tensiune $V_{BB} > 0$ aplicată între baze, dioda D este polarizată invers dacă $v_E < V_O$, unde $V_O = \eta V_{BB}$, şi este polarizată direct pentru $v_E > V_O$, dar deschiderea diodei are loc numai după ce pe ea cade tensiunea de prag V_γ adică în punctul P al caracteristicii (fig. 8.30, *a*) unde :

$$V_P = V_O + V_\gamma = \eta V_{BB} + V_\gamma. \tag{8.19}$$

Pînă în punctul P prin diodă trece un curent mic, negativ dacă $v_E < V_O$ şi pozitiv dacă $v_E > V_O$. Punctul P se numeşte *punct de vîrf* al caracteris-

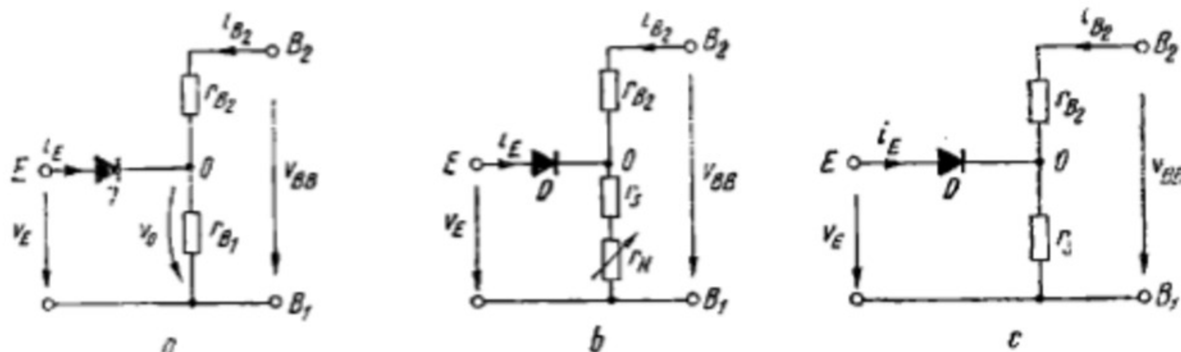


Fig. 8.29

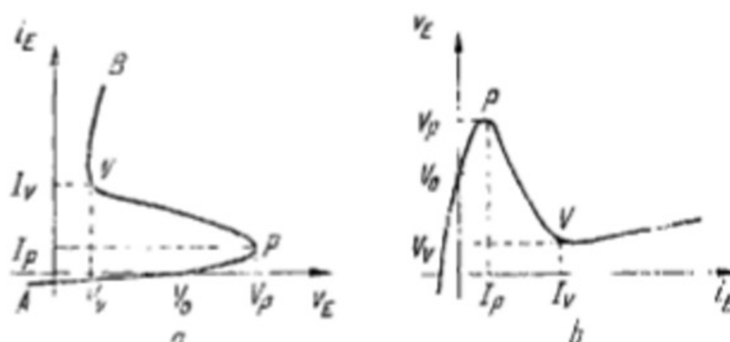


Fig. 8.30

ticii, denumire ce provine din redesenarea acesteia ca în figura 8.30, *b*. Porţiunea *AP* se numeşte ***regiune de blocare***. Porţiunea *PV* prezintă ***rezistenţă dinamică negativă;*** substratul fizic este modulaţia conductivităţii bazei OB_1.

Crescînd curentul peste valoarea I_P are loc o injecţie puternică de goliri în baza OB_1 (însoţită de o injecţie puternică de electroni la contactul bazei B_1), astfel că rezistenţa r_{B1} scade. Tensiunea v_E (relaţia 8.20) scade, pentru că

$$v_E = V_A + r_{B1}(i_E + i_{B2}), \tag{8.20}$$

iar r_{B1} scade mai repede decît creşte curentul i_E, tensiunea V_A pe dioda *D* polarizată direct fiind practic constantă. Astfel apare regiunea *PV* de rezistenţă dinamică negativă.

În această regiune porţiunea OB_1 poate fi modelată cu o rezistenţă pozitivă constantă r_S în serie cu o rezistenţă negativă r_N care scade în modul cu creşterea curentului de emitor, suma $r_S + r_N$ fiind negativă între *P* şi *V* (fig. 8.29, *b*). Odată cu creşterea curentului de emitor scade durata de viaţă a purtătorilor injectaţi în OB_1, scad mobilităţile purtătorilor ($\mu = q\tau/m$), astfel că la un moment dat creşterea concentraţiilor de purtători este compensată de scăderea mobilităţilor lor şi conductivitatea nu mai variază cu curentul ($\sigma = q\mu_p p + q\mu_n n$). Acest lucru se întîmplă în *punctul de vale* *V* unde se anulează rezistenţa negativă r_N. Regiunea *VB* se numeşte ***regiune de saturaţie***, unde — din cauza valorilor mari ale lui i_E, curentul i_{B2} devine neglijabil, caracteristica de intrare corespunzînd cu a unei diode polarizate direct. În regiunea de saturaţie curentul creşte cu tensiunea v_E, în schema echivalentă corespunzătoare (fig. 8.29, *c*) rămînînd doar rezistenţa pozitivă r_S (valori tipice: 5—15 Ω).

Coordonatele punctelor *P* şi *V* depind de tensiunea v_{BB}:

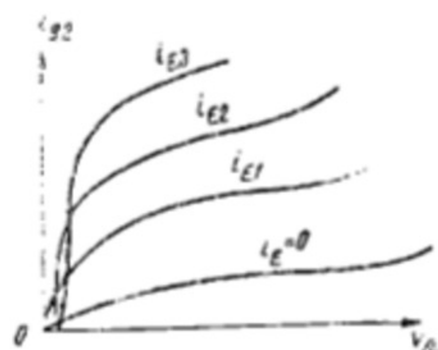
— tensiunea V_P creşte cu v_{BB} (aproximativ liniar dacă se neglijează variaţia lui η cu v_{BB}), iar curentul I_P scade cu v_{BB};

— coordonatele punctului de vale V_V şi I_V cresc cu tensiunea v_{BB}.

Dependenţa de temperatură a parametrilor TUJ nu este pronunţată, aceste dispozitive avînd o stabilitate la variaţia ridicată temperaturii comparativ.

● **Caracteristicile interbază** $i_{B2} = i_{B2}(v_{BB}, i_E)$ sînt reprezentate în figura 8.31. Acesta se aseamănă cu caracteristicile de ieşire ale unui tranzistor bipolar, dependenţa curentului „de ieşire" i_{B2} de cel „de intrare" i_E explicîndu-se prin modulaţia conductivităţii bazei OB_1 şi în mai mică măsură prin modulaţia conductivităţii bazei OB_2.

● În regim variabil, **TUJ** se foloseşte în majoritatea aplicaţiilor în **comutaţie**, dat fiind caracteristica sa statică (fig. 8.28), tipică dispozitivelor


Fig. 8.31

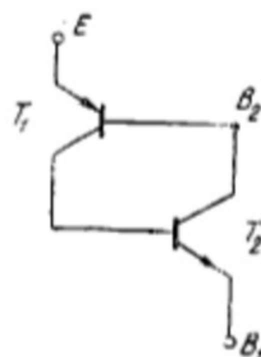


Fig. 8.32

de comutare. Asemănarea caracteristicii sale de intrare cu cea a unei diode *pnpn* a condus la descrierea TUJ în regim de comutare printr-o schemă echivalentă cu două tranzistoare complementare (fig. 8.32), cu toate că rezistența negativă a TUJ nu este determinată de procesul regenerativ ce are loc între bazele și colectoarele tranzistoarelor echivalente, ci de fenomenul de modulație a conductivității bazei. Schema din figura 8,32 arată că putem atașa la TUJ două rezistențe exterioare R_{B1} și R_{B2} (fig. 8.33) prin care putem regla raportul de divizare intrinsec η. Timpii de comutare directă și inversă ai TUJ sînt de ordinul 1 μs, întrebuințarea sa tipică fiind în oscilatoare de relaxare.

8.4.2. Tranzistorul unijoncțiune programabil

Tranzistorul unijoncțiune programabil (TUJP) este un dispozitiv cu structura asemănătoare unui tiristor de mică putere cu poartă anodică (fig. 8.34, *a*) care permite obținerea unei caracteristici curent-tensiune asemănătoare cu aceea a tranzistorului unijoncțiune. Simbolul său este reprezentat în figura 8.34, *b*, împreună cu sensurile pozitive pentru curenți și tensiuni. Se numește *programabil* pentru că prin modificarea rezistențelor R_1 și R_2 montate exterior (fig. 8.35, *a*) se poate varia raportul η. Deoarece structura sa este asemănătoare cu cea a unui tiristor, electrozii TUJP sînt numiți *anod, catod* și *poartă*. Anodul corepunde emitorului, iar catodul-bazei B_1. Rezistențele exterioare înlocuiesc pe cele distribuite r_{B1} și r_{B2}, poarta conectîndu-se la punctul comun al lui R_1 și R_2.

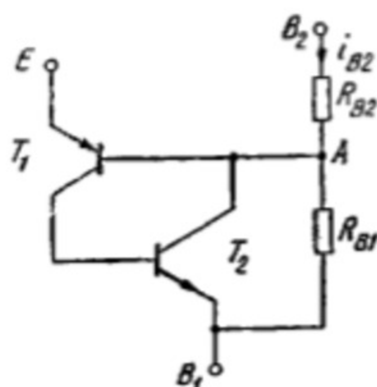


Fig. 8.33

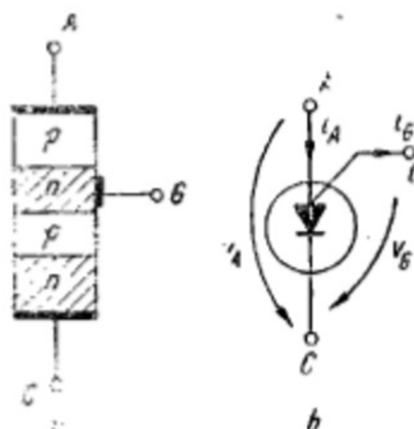


Fig. 8.34

● **Procese fizice — particularități.** De la schema din figura 8.35, *a* se poate trece la cea din figura 8.35, *b* cu două tranzistoare complementare, identică cu schema din figura 8.33, de unde reiese analogia dintre proprietățile electrice ale TUJ și TUJP. Cu notațiile:

$$V_S = \frac{R_1 V}{R_1 + R_2} = \eta V\ ;\ R_G = \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2} \tag{8.21}$$

putem echivala schema din figura 8.35, *b* cu cea din figura 8.36, din care rezultă că pentru $v_A < V_S$ joncțiunea emitor-bază a tranzistorului T_1 este polarizată invers, iar pentru $v_A > V_S + V_\gamma = V_P$ această joncțiune se va deschide fiind parcursă de un curent care, prin reacția regenerativă dintre tranzistoarele T_1 și T_2, conduce la amorsarea structurii *pnpn*. Astfel, *amorsarea TUJP, fenomenul de rezistență negativă și apoi cel de saturație se explică prin reacția regenerativă a structurilor pnpn și nu prin efectul de modulație a conductivității bazei ca la un TUJ.*

● **Caracteristicile curent-tensiune** ale unui TUJP sînt foarte asemănătoare cu cele din figura 8.28. Pe axe se vor citi i_A și v_A în loc de i_E și v_E, iar parametrul familiilor de curbe va fi v_S dat de relația (8.21) și este „programabil" prin modificarea lui R_1 și R_2. Curentul de vîrf I_P este practic independent de v_S, dar scade cînd crește R_G. Curentul de vale I_V crește cu v_S și scade cînd R_G crește.

● **Avantajele TUSP față de TUJ.** O calitate deosebită a TUJP constă în posibilitatea reglării după dorință a parametrilor η, r_{BB}, I_P și I_V prin alegerea corespunzătoare a rezistențelor R_1 și R_2. TUJP are de asemenea calități deosebite comparativ cu un TUJ la funcționarea sa într-un oscilator de relaxare pentru comanda tiristoarelor: rezistența sa în saturație este mai mică (cîțiva ohmi), timpul de comutare directă este numai de cîteva zeci de nanosecunde, iar impulsul de curent obținut pe rezistanța de sarcină din catod este de ordinul amperilor. De asemenea, TUJP suportă o tensiune inversă anod-catod mare (40—100 V) și poate funcționa la tensiuni de alimentare mici. Se adaugă prețul scăzut dat fiind că structura sa se realizează prin tehnologia circuitelor integrate.

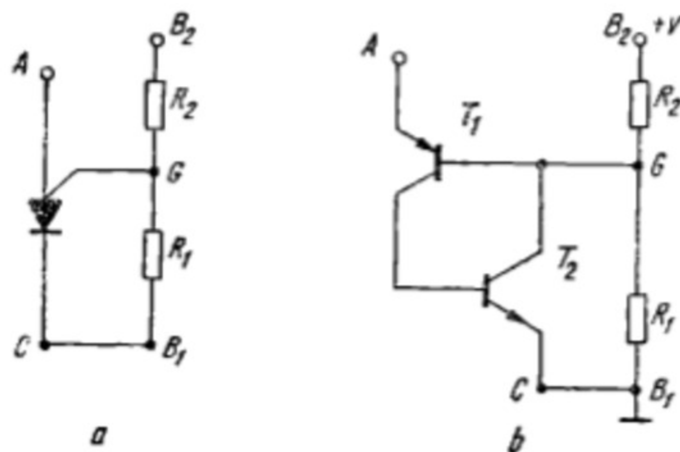


Fig. 8.35

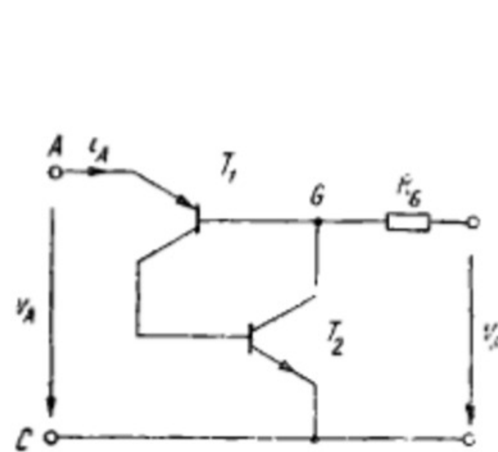


Fig. 8.36

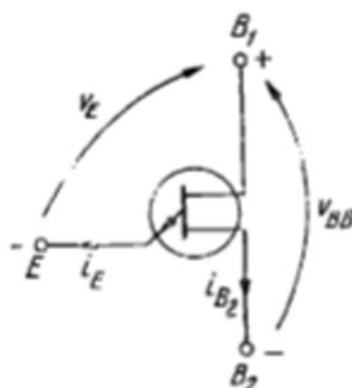


Fig. 8.37

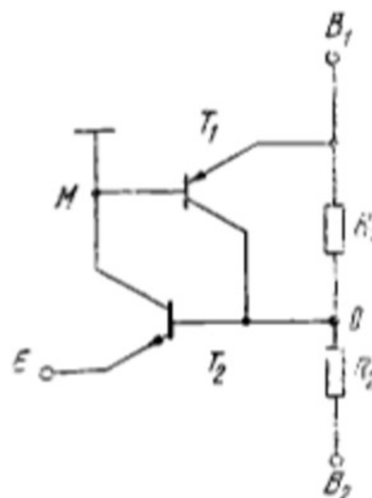


Fig. 8.38

8.4.3 Tranzistorul unijoncţiune complementar

Tranzistorul unijoncţiune complementar (TUJC) poate fi privit drept complementul unui TUJ avînd, în comparaţie cu cel din urmă, aceeaşi comportare pe care tranzistorul *npn* o are faţă de tranzistorul *pnp*. Simbolul lui este arătat în figura 8.37, tensiunile şi curenţii avînd sensuri opuse faţă de TUJ. Caracteristicile statice ale TUJC sînt asemănătoare cu cele ale unui TUJ, date în figura 8.28, pe care trebuie să citim $(-v_E)$ şi $(-v_{BB})$ în loc de v_E şi v_{BB}.

● Structura de TUJC se realizează prin **tehnologia** circuitelor integrate şi are schema echivalentă din figura 8.38 (structură *pnpn*), unde R_1 şi R_2 sînt porţiuni ale rezistenţei interbază r_{BB} realizată integrat în chipul de siliciu. Astfel se poate controla — cu o mare precizie — parametrul η. Structura integrată este asemănătoare cu cea din figura 8.18, *a* (tiristor tetrodă), cu următoarea corespondenţă: zona p_1 — baza B_1, zona n_2 — punctul M care reprezintă substratul şi se conectează la capsulă, zona p_3 — punctul interbază O zona n_4 — emitorul E.

● **Procese fizice — particularităţi.** Deşi proprietăţile electrice ale TUJC sînt asemănătoare cu cele ale unui TUJ, procesul fizic ce stă la baza funcţionării acestui dispozitiv nu este modulaţia conductivităţii bazei, ci procesul regenerativ caracteristic structurilor *pnpn*. Cît timp tensiunea v_E de emitor negativă, crescătoare în valoare absolută, rămîne mai mică decît $\eta\, v_{BB}$, joncţiunea de emitor a tranzistorului $T_2(npn)$ este polarizată invers; cînd $v_E = \eta v_{BB} + V_\gamma$ ($V_\gamma < 0$ la un tranzistor *npn*) joncţiunea aceasta se deschide, iniţiind porcesul regenerativ de comutare a structurii. Dat fiind substratul fizic, porţiunea *PV* de rezistenţă negativă este aproape liniară şi mai puţin înclinată faţă de axa tensiunii decît la un TUJ.

În Anexa 8 se preziută circuite cu dispozitive multijoncţiune şi cu TUJ.

Capitolul 9

DISPOZITIVE DE MICROUNDE

9.1. GENERALITĂŢI

Microundele sînt oscilaţiile electromagnetice cu frecvenţe cuprinse între 1 GHz (lungime de undă de 30 cm) şi 300 GHz (lungime de undă de 1 mm)*. Aplicaţiile microundelor sînt în principal în domeniul radiocomunicaţiilor şi radiolocaţiei.

● Frecvenţa maximă de lucru a **tranzistoarelor bipolare** a ajuns în prezent în jur de 10 GHz. Construcţia *tranzistoarelor de microunde* este deosebită pentru a asigura atingerea unor frecvenţe de lucru ridicate.

În capitolul 5 am asociat frecvenţa de tăiere, f_T, timpului de difuzie al purtătorilor minoritari prin bază şi am arătat că f_T creşte atunci cînd grosimea bazei scade. Dar micşorarea grosimii bazei atrage creşterea rezistenţei distribuite a bazei ($r_{bb'}$). Aceasta determină împreună cu capacitatea colector-bază o constantă de timp care limitează performanţele în frecvenţă ale etajului de amplificare (paragraful 5.10.2). Micşorarea capacităţilor tranzistorului înseamnă reducerea ariei joncţiunilor şi creşterea densităţii curentului. Se folosesc diverse *tehnici de fragmentare a emitorului* pentru a evita concentrarea excesivă a curentului de emitor (fenomenul de aglomerare menţionat în paragraful 5.6.7).

● **Tranzistorul unipolar** poate atinge frecvenţe şi mai înalte. Este vorba de tranzistorul cu efect de cîmp într-o versiune în care joncţiunea *pn* (capitolul 6) este înlocuită printr-un contact redresor (Schottky) polarizat invers. Drept material semiconductor se foloseşte GaAs (galiu-arsen), deoarece mobilitatea electronilor este mult mai mare decît în siliciu.

● Amplificarea şi generarea microundelor se poate face nu numai cu tranzistoare, ci şi cu **diode cu rezistenţă negativă.** Un prim exemplu de astfel de dispozitiv este *dioda tunel* (paragraful 3.5.6). Această diodă oferă o caracteristică curent-tensiune în formă de N, cu o porţiune descendentă (fig. 9.1) în care rezistenţa diferenţială este negativă. Această rezistenţă poate compensa pierderile dintr-un circuit rezonant, asigurînd astfel întreţinerea oscilaţiilor (a se vedea capitolul 16). Puterea generată de acest dispozitiv este mică, de ordinul miliwattului, la frecvenţe de ordinul a 10GHz.

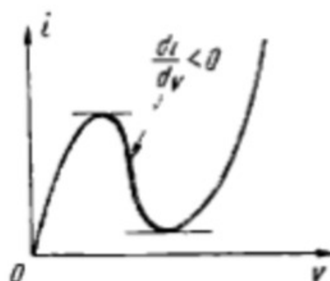


Fig. 9.1

Puteri mult mai mari şi frecvenţe mult mai înalte se pot atinge cu *diode Gunn* sau cu *diode IMPATT*. Principiul de funcţionare al acestor

* Peste 30 GHz se mai numesc şi *unde milimetrice*.

dispozitive este complet diferit de cel al dispozitivelor studiate pînă acum şi va fi prezentat în paragrafele următoare.

● Familia diodelor de microunde este mai largă. **Diodele varactor** sînt joncţiuni *pn* folosite în polarizare inversă şi care se comportă ca nişte capacitoare a căror capacitate electrică este controlată prin tensiune. Este vorba, desigur, de capacitatea de barieră a joncţiunii *pn*. Printr-un profil de impurităţi cu o configuraţie specială se obţine o dependenţă mai pronunţată capacitate-tensiune. Rezistenţa electrică serie trebuie să fie mică. Diodele varactor se folosesc pentru controlul electric al frecvenţei oscilatoarelor, pentru multiplicarea frecvenţei, pentru amplificarea parametrică*.

● Pentru detecţie (capitolul 17) şi mixare se foloseşte caracteristica redresoare a **diodelor Schottky** (capitolul 4). Aceste dispozitive se realizează cu capacitate mică, pentru a evita efectul de scurtcircuitare de la frecvenţe înalte.

● Un dispozitiv aparte este **dioda pin**, prezentată succint la sfîrşitul acestui capitol.

9.2. DISPOZITIVE GUNN

Dispozitivele Gunn *se bazează pe fenomenul transferului de electroni care apare în anumite semiconductoare* (dintre care cel mai mare interes prezintă galiul-arsen) şi se manifestă prin existenţa unei caracteristici $v_n = v_n(\mathcal{E})$ ca cea din figura 9.2. Viteza de drift a electronilor reprezentată în funcţie de intensitatea cîmpului electric prezintă un maxim. Caracteristică este prezenţa *mobilităţii diferenţiale negative* ($dv_n/d\mathcal{E} < 0$).

Teoria corpului solid arată că anumite materiale semiconductoare (cum ar fi galiul-arsen) au două benzi de conducţie şi două categorii de electroni liberi: electroni „uşori" (cu mobilitate mare) şi electroni „grei" (cu mobilitate mică). Electronii „grei" se dovedesc a fi mai energetici decît cei „uşori" (banda energetică respectivă corespunde unor energii mai mari). Distribuţia energetică a electronilor se modifică cu intensitatea cîmpului electric. La intensităţi mai mari ale cîmpului creşte energia cinetică a electronilor şi creşte ponderea electronilor grei. Ca urmare viteza medie de drift a electronilor liberi începe la un moment dat să scadă cu cîmpul electric (fig. 9.2). La intensităţi mari ale cîmpului practic toţi electronii sînt „grei", iar pe de altă parte viteza lor tinde să se satureze (capitolul 2).

Diodele Gunn sînt într-o primă aproximaţie rezistoare semiconductoare de tip *n* cu două contacte (anod şi catod). Ele se realizează în prezent sub formă de structuri metal — nn^+ sau n^+nn^+. Aceste dispozitive *nu au joncţiuni pn* şi la început au fost numite „cu efect de volum".

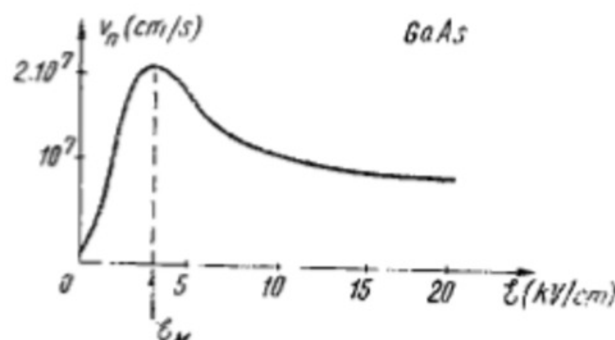


Fig. 9.2

● **Efectul Gunn.** Dacă se consideră conducţia ohmică prin structură (curent de drift transportat de electroni) atunci caracteristica curent-tensiune ar trebui să fie o replică a caracteristicii $v_n = v_n(\mathcal{E})$, deoarece curentul este proporţional cu viteza, iar cîmpul electric

* Şi aceste ultime două aplicaţii (neexplicate aici) se bazează pe dependenţa capacitate-tensiune.

(presupus uniform) este proporţional cu tensiunea aplicată. Am obţine astfel o rezistenţă neliniară cu caracteristica în formă de N (fig. 9.2).

Atunci cînd intensitatea cîmpului depăşeşte valoarea „de vîrf" $\mathcal{E}_M$ (fig. 9.2), în semiconductor au loc însă fenomene calitativ noi. Remarcăm mai întîi că în structura n^+nn^+, la limitele zonei n, apare o sarcină spaţială datorită difuziei electronilor din zonele n^+. Mecanismul de *relaxare dielectrică* (cunoscut din electrotehnică) constă în dispariţia sarcinii spaţiale mobile dintr-un conductor cu constanta $\tau_r = \varepsilon/\sigma$ (τ_r fiind timpul de relaxare dielectrică, iar σ — conductivitatea). Pentru un semiconductor de tip n cu doparea N_D şi viteza electronilor $v_n = v_n(\mathcal{E})$, dinamica micilor deviaţii de la neutralitate va fi descrisă de un *timp de relaxare diferenţial*, τ_d

$$\tau_d = \frac{\varepsilon}{qN_D\mu_d}, \quad \mu_d = \frac{dv_n}{d\mathcal{E}}. \tag{9.1}$$

Dacă mobilitatea diferenţială μ_d este negativă, atunci timpul de relaxare τ_d devine negativ şi fenomenul de relaxare dielectrică se transformă de fapt în opusul său. Cu alte cuvinte, în loc ca deviaţiile de la neutralitate să dispară, se va constata că ele cresc exponenţial cu constanta de timp τ_d. Acest fenomen neobişnuit dă naştere unei comportări extrem de diverse şi de interesante.

Fie $T_L = L/v_n$ timpul de tranzit al electronilor prin zona n de lungime L. **Dacă punem condiţia** $T_L \ll |\tau_d|$, ceea ce revine la

$$N_D L \ll \frac{v_n}{q|dv_n/d\mathcal{E}|}, \tag{9.2}$$

atunci neuniformităţile cîmpului (deviaţiile de la neutralitate) nu au timp să se dezvolte deoarece tranzitul sarcinii este foarte rapid. Ca urmare, atunci cînd se aplică o tensiune continuă la bornele dispozitivului se obţine o *distribuţie stabilă a cîmpului intern*. Teoria arată că are loc o injecţie apreciabilă de sarcină şi cîmpul nu este uniform. Ca urmare, caracteristica i—v nu reproduce forma lui $v_n = v_n(\mathcal{E})$.

Dacă, dimpotrivă, condiţia (9.2) nu este satisfăcută, atunci eventualele neuniformităţi ale cîmpului se dezvoltă apreciabil pe durata tranzitului purtătorilor de sarcină. Un astfel de fenomen este explicat cu referire la figura 9.3. Aici se arată distribuţii ale cîmpului electric la momente de timp succesive. Iniţial cîmpul electric este peste tot mai mare decît cîmpul

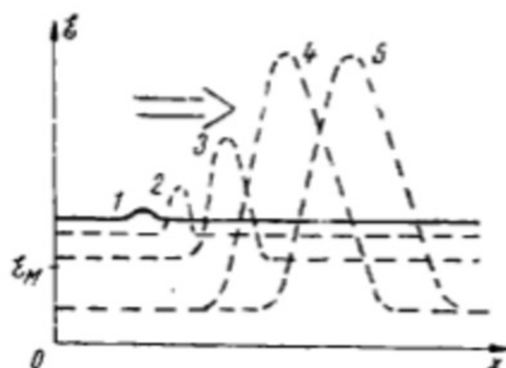


Fig. 9.3

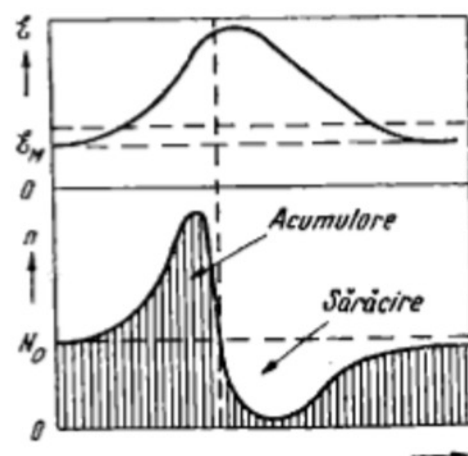


Fig. 9.4

$\mathcal{E}_M$ corespunzător maximului curbei $v_s = v_s(\mathcal{E})$ (fig. 9.2). Tot semiconductorul este un mediu cu conductibilitate diferențială negativă. Figura 9.3 arată o mică neuniformitate a cîmpului în momentul inițial. Aceasta corespunde unui strat dipolar. Este vorba de un dublu strat constînd dintr-o acumulare de electroni la stînga și un strat de sărăcire la dreapta (fig. 9.4). Acest strat dipolar se propagă odată cu purtătorii de sarcină. Deosebit de interesant este faptul că stratul dipolar în mișcare se extinde tot mai mult, deoarece electronii continuă să se acumuleze la „coada" sa (în stînga). Aceasta se datorește faptului că în stratul de acumulare electronii „din față" (mai la dreapta) se găsesc într-un cîmp de intensitate mai mare și au o viteză mai mică ($dv_s/d\mathcal{E} < 0$), în timp ce electronii din urmă au o viteză mai mare. Figura 9.3 arată cum neuniformitatea cîmpului electric crește și apoi se stabilizează la o anumită formă (aici cîmpul din exteriorul dipolului s-a micșorat apreciabil, a scăzut sub valoarea $\mathcal{E}_M$). Ca urmare, se vorbește de *domenii stabile* care călătoresc de la un electrod la celălalt.* În momentul în care domeniul ajunge la electrodul colector, se constată un impuls de curent în circuitul exterior. După dispariția domeniului, cîmpul electric depășește din nou $\mathcal{E}_M$ (tensiunea aplicată la bornele dispozitivului este constantă și mai mare ca $\mathcal{E}_M L$, unde L este lungimea zonei n). Se formează un nou domeniu, de obicei chiar la electrodul negativat, acesta călătorește spre electrodul opus etc. În rezumat, aplicînd o tensiune continuă structurii, *obținem oscilații ale curentului din circuitul exterior.* Acesta este efectul observat inițial de Gunn. Frecvența oscilațiilor este invers proporțională cu distanța L și poate fi destul de ridicată ($f = 1/T_L$, dacă se neglijează timpul necesar pentru formarea și dispariția domeniilor; $T_L = L/v_s$ și $f = 10$ GHz pentru $L = 10$ µm și $v_s = 10^7$ cm/s).

○ **Notă.** Varietatea fenomenelor întîlnite în dispozitivele cu efect Gunn este foarte mare deoarece eventuala formare, propagare și dispariție a domeniilor poate fi controlată atît prin particularitățile de construcție ale dispozitivului (a cărui arie transversală sau dopare poate fi neuniformă), cît și prin alegerea potrivită a circuitului exterior care poate fi, de pildă, un circuit rezonant pe o frecvență oarecare, diferită de $f = 1/T_L$.

● Dioda Gunn propriu-zisă este un dispozitiv cu rezistență negativă utilizat în circuitele de microunde. **Caracteristica curent-tensiune** este reprezentată în figura 9.5. Aceasta are o regiune aproape liniară (sub tensiunea prag $\mathcal{E}_M L$) și o regiune corespunzătoare propagării domeniilor stabile. Domeniul se formează atunci cînd v depășește tensiunea prag și dispare (înainte de a atinge electrodul colector) atunci cînd tensiunea coboară sub tensiunea de susținere V_{sus}. Atunci cînd tensiunea la bornele diodei oscilează, punctul instantaneu de funcționare se deplasează după cum arată săgețile din figura 9.4 (există un hysteresis). Dioda se poate modela ca un rezistor neliniar în paralel cu o capacitate.

● **Un caz particular** este acela *al funcționării într-un circuit rezonant paralel pe o frecvență egală cu $1/T_L$* (perioada este egală cu timpul de tranzit al domeniilor). Aici apar oscilații ale curentului la fel ca în circuitul rezistiv. Acestea sînt însă *în antifază* cu tensiunea oscilantă la bornele dispozitivului (fig. 9.6). Acest fenomen poate fi descris prin conceptul de rezistență negativă care compensează pierderile din circuit (deci permite autooscilații).

* Aceste domenii se mișcă, dar au o formă (configurație) stabilă în timp.

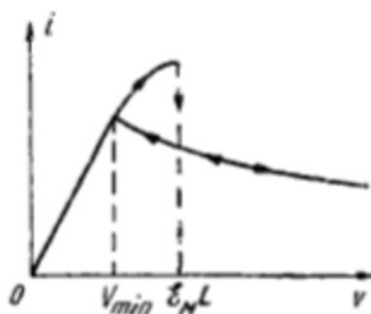


Fig. 9.5

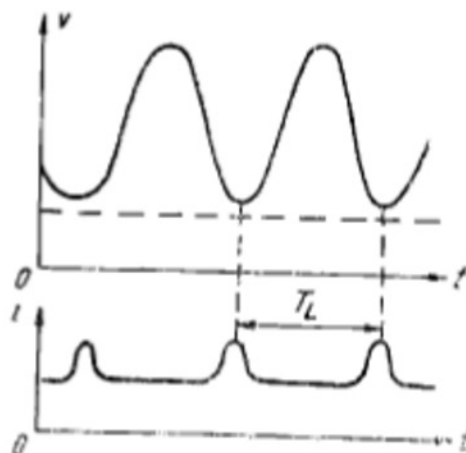


Fig. 9.6.

În practică nu se poate obține un sincronism perfect prin egalarea perioadei de oscilație cu timpul de tranzit. Totuși rezistența negativă apare deoarece fenomenul „se autosincronizează" prin efectul pe care variația tensiunii la borne îl are asupra „lansării" domeniilor (atunci cînd depășește $\mathcal{E}_M L$) și respectiv asupra dispariției acestora (atunci cînd v scade sub V_{min}, figura 9.5). Curentul înregistrează aceste fenomene (a se vedea caracteristica cu hysterezis din figura 9.5) și se află aproximativ în antifază cu tensiunea.

Diodele Gunn pot furniza puteri de zeci sau sute de miliwați la frecvențe cuprinse între cîțiva gigaherți și zeci de gigaherți.

§9.3. DIODELE IMPATT

Diodele IMPATT sînt dispozitive care *se bazează pe ionizarea prin șoc și timpul de tranzit* (*IMPact Ionization Transit Time = IMPATT*). Ele generează puteri de cîțiva wați în regim continuu de oscilație, iar frecvențele de lucru pot ajunge la cîteva sute de gigaherți.

● **Funcționarea dispozitivului** este explicată pe o structură de tip p^+nip (fig. 9.7, *a*), unde *i* este o zonă intrinsecă (concentrația efectivă de impurități este neglijabilă).

Se aplică o tensiune inversă (cu plus pe n^+) suficient de mare pentru a provoca străpungerea prin multiplicare în avalanșă la joncțiunea p^+n. Profilul cîmpului electric este desenat în figura 9.7, *b*. Vom admite că dispozitivul este polarizat în avalanșă cu o sursă de curent constant. Dacă presupunem că la bornele dispozitivului apare o tensiune sinusoidală de foarte înaltă frecvență (fig. 9.7, *c*) care oscilează în jurul tensiunii de străpungere V_B, atunci constatăm generarea internă a unor „pachete" de purtători de sarcină care dau un curent în antifază cu tensiunea menționată mai sus.

Într-adevăr, în timpul alternanței pozitive a tensiunii (fig. 9.7, *c*) densitatea purtătorilor de sarcină generați prin multiplicare în avalanșă va crește rapid în timp. În alternanța negativă, dimpotrivă, densitatea acestor purtători începe să scadă. Ca urmare, densitatea curentului de electroni injectați de joncțiunea p^+n în regiunea *i* prezintă un maxim în momentul în care tensiunea la bornele diodei trece prin valoarea medie

(fig. 9.7, *c* şi *d*). Pachetul de electroni injectaţi nu se dispersează în timpul transportului prin regiunea *i*, deoarece viteza acestora este constantă şi aproape egală cu viteza limită (saturată). Aceasta deoarece intensitatea cîmpului electric (fig. 9.7,*b*) este foarte mare. Curentul indus în circuitul exterior de acest pachet de electroni în tranzit (pînă la colectarea lor de către zona n^+) are forma unui impuls dreptunghiular (fig. 9.7, *e*). Dacă timpul de tranzit este egal cu jumătate din perioada oscilaţiei de înaltă frecvenţă, atunci fundamentala curentului indus în circuitul exterior este în antifază cu tensiunea la borne. Acest defazaj asigură *comportarea tip rezistenţă negativă a dispozitivului*. Subliniem faptul că defazajul rezultă din efectul combinat al întîrzierii produse de generarea în avalanşă şi, respectiv, de transportul purtătorilor.

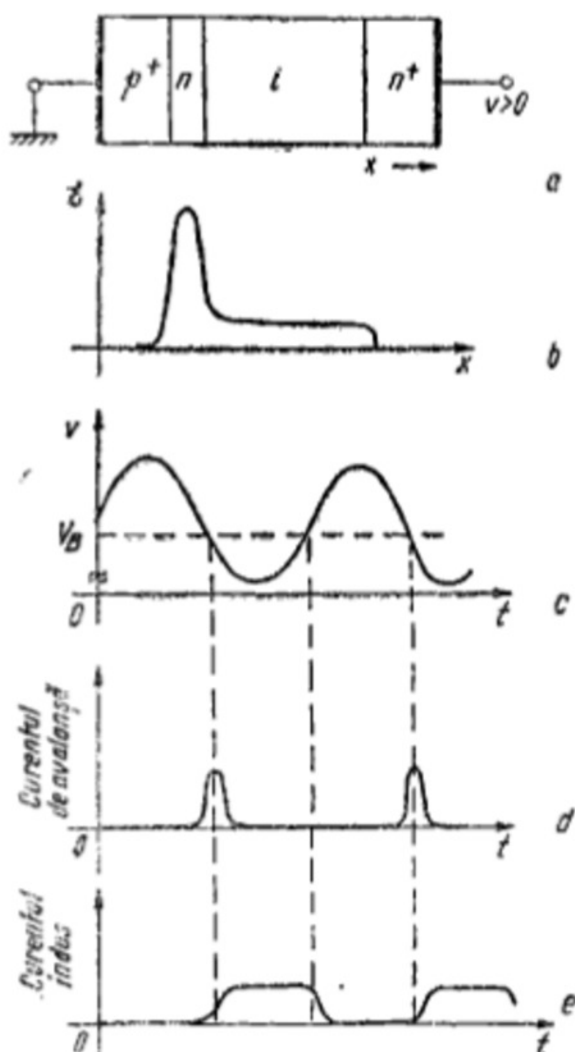


Fig. 9.7

○ **Observaţie.** Dacă se calculează puterea instantanee generată şi se raportează la puterea absorbită de la sursa de curent continuu, atunci se obţine o eficienţă de generare care atinge valoarea optimă pentru un timp de tranzit egal cu numai 0,74 din semiperioada oscilaţiei. Deoarece timpul de tranzit este fixat prin construcţie, *rezultă pentru fiecare dispozitiv o frecvenţă optimă bine determinată*.

Circuitul echivalent al dispozitivului cuprinde o rezistenţă negativă şi o capacitate în paralel. Aceasta din urmă este în mod esenţial capacitatea de barieră a joncţiunii.

● **Diodele IMPATT se realizează cu** Si sau GaAs. Construcţia lor pune probleme deosebite, legate de regimul critic de funcţionare. Trebuie asigurată funcţionarea în străpungere la densităţi mari de curent. Pentru a mări puterea generată, se măreşte puterea disipată pe dispozitiv pînă la temperaturi de lucru ale joncţiunii de 200°C.

9.4. DIODA PIN

Dioda *pin* (fig. 9,8, *a*) este o structură semiconductoare formată dintr-o regiune intrinsecă *i* (de fapt o regiune de rezistivitate foarte mare) mărginită de două regiuni, p^+ şi n^+, puternic dopate (fig. 9,8, *b*). La tensiune de polarizare nulă, regiunea centrală este complet lipsită de purtători, iar în regiunile adiacente se formează sarcini spaţiale egale dar de semn opus

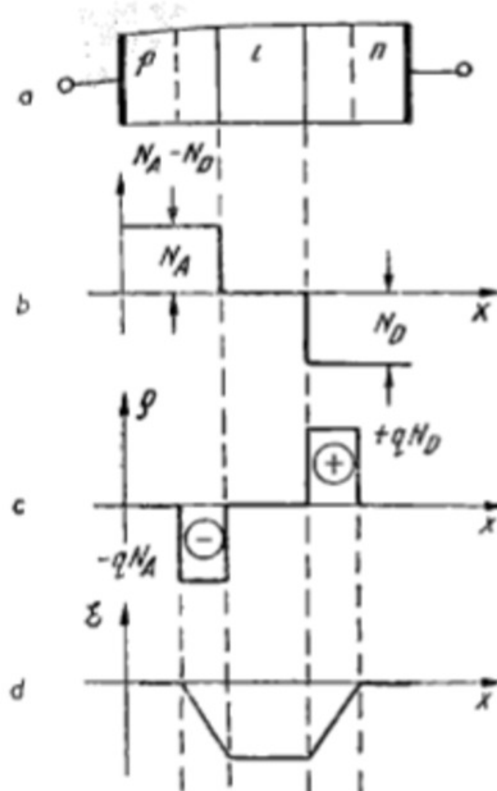


Fig. 9.8

(fig. 9,8, *c*), la fel ca la joncţiunea *pn*. Profilul cîmpului electric este cel din figura 9.8, *d*.

○ **Notă.** În dispozitivele reale, regiunea centrală nu poate fi intrinsecă, ci numai slab dopată. Aici regiunea centrală va fi complet golită de purtători prin aplicarea unei tensiuni negative (minus pe regiunea *p*).

O diodă *pin* polarizată invers se comportă ca un condensator.

Atunci cînd dioda *pin* este polarizată direct, regiunea p^+ injectează goluri în regiunea centrală, în timp ce regiunea n^+ injectează electroni de asemenea în zona centrală. Rezistenţa regiunii centrale se micşorează foarte mult. Dioda *pin* polarizată directă se comportă ca o rezistenţă a cărei valoare este controlată de curentul care trece prin dispozitiv (invers proporţională cu curentul).

Dioda *pin* poate fi folosită ca un *comutator* sau ca un *dispozitiv modulator*, fiind comandată între blocare şi conducţie. Mai poate fi folosită în atenuatoare comandate electric (polarizată direct). Se foloseşte la frecvenţe înalte şi în special în microunde.

Capitolul 10

DISPOZITIVE OPTOELECTRONICE

10.1 INTRODUCERE

Dispozitivele optoelectronice reprezintă o categorie de dispozitive electronice a căror funcționare presupune existența radiației electromagnetice în domeniul optic atît ca factor perturbator, cît și ca rezultat al regimului electric. Transformarea energiei radiației electromagnetice în energie electrică și invers se face în mod direct, fără intermediul altor forme de energie.

Fenomenele fizice fundamentale care stau la baza funcționării dispozivelor optoelectronice sînt *absorbția radiației electromagnetice în corpul solid* și *recombinarea radiativă a purtătorilor de sarcină în semiconductoare*.

Tabelul 10.1 prezintă o clasificare a principalelor dispozitive optoelectronice. Capitolul de față va prezenta numai o parte a acestora, și anume pe acelea care sînt folosite mai frecvent în circuitele electronice.

10.2. ABSORBȚIA RADIAȚIEI ELECTROMAGNETICE ÎN CORPUL SOLID

Interacțiunea radiației electromagnetice cu corpul solid poate duce la fenomene de reflexie, de absorbție și de transmisie a radiației. Transformarea directă a energiei radiației electromagnetice în energie electrică se face numai prin fenomenul de absorbție. Absorbția radiației electromagnetice duce la creșterea energiei corpului solid; această creștere de energie se poate localiza atît *la nivelul rețelei propriu-zise de atomi*, cît și *la nivelul electronilor*.

Absorbția energiei electromagnetice de către atomii din rețeaua cristalină duce la creșterea energiei lor de vibrație. Se reamintește că această energie este cuantizată, iar corpusculul asociat undelor de vibrație se numește *fonon* (similar cu *fotonul* asociat undelor electromagnetice).

Absorbția de către electroni a energiei electromagnetice duce la trecerea lor pe un nivel energetic superior, nivel situat în aceeași bandă sau în altă bandă energetică permisă. Pentru dispozitivele optoelectronice interesează acele salturi energetice care trec electronul dintr-o stare legată în starea de purtător liber de sarcină. Fenomenul de creare de purtători liberi de sarcină sub acțiunea radiației electromagnetice se numește *efect fotoelectric*. Dacă electronii care au absorbit radiația electromagnetică sînt extrași din interiorul corpului solid, fenomenul poartă denumirea de

Tabelul 10.1

Clasificarea principalelor dispozitive optoelectronice

Nr. crt.	Agentul fizic extern	Fenomenul fizic care are loc	Tipul dispozitivului	Nr. de electrozi	Nr. de joncţiuni	Proprietatea dispozitivului	Denumirea dispozitivului
1	Φ, u	Efect fotoelectric extern	Tub cu vid	2	—	$i_A = i_A(u_A, \Phi)$	Celulă fotoelectrică cu vid
			Tub cu gaz	2	—	$i_A = i_A(u_A, \Phi)$	Celulă fotoelectrică cu gaz
			Tub cu vid	n	—	$i_A = i_A(u_A, \Phi)$	Fotomultiplicator electronic
2	$h\nu$	Efect fotoelectric intern	Plăcuţă semiconductoare	—	—	Absoarbe radiaţia de o anumită lungime de undă	Filtru optic
	Φ, $\mathcal{E}$			2	—	$I = \sigma(\Phi, \mathcal{E})$	Fotorezistenţă
	Φ, H			2	—	$u = u(\Phi, H)$	Element fotogalvanomagnetic
	Φ, u		Joncţiune *pn*	2	1	$I_A = i_A(u_A, \Phi)$	Fotodiodă
						$u_A = u_A(i_A, \Phi)$	Fotoelement
			Structură de tranzistor	3	2	$i_C = i_C(u_{CE}, \Phi)$	Fototranzistor
			Structură *pnpn*	2	3	$u_{apr} = u_{apr}(\Phi)$	Fototiristor
	$h\nu$, u		Joncţiune *pn*	2	1	Coeficientul de absorbţie a radiaţiei de o anumită lungime de undă depinde de intensitatea curentului electric	Modulator de radiaţie infraroşie
3	$h\nu$	Recombinare radiativă a purtătorilor mobili de sarcină	Plăcuţă semiconductoare	—	—	Emite radiaţie luminoasă coerentă	Laser cu excitaţie optică
	$\mathcal{E}$		Structură metal-semiconductor-metal	2	—	Emite radiaţie luminoasă necoerentă	Celulă electroluminescentă
			Joncţiune *pn*	2	1	Emite radiaţie luminoasă necoerentă	Diodă electroluminescentă
						Emite radiaţie luminoasă coerentă	Laser cu injecţie
	Fascicul de electroni		Strat semiconductor depus	—	—	Emite radiaţie luminoasă necoerentă	Ecran luminescent
			Plăcuţă semiconductoare	—	—	Emite radiaţie luminoasă coerentă	Laser
4	$h\nu$, $\mathcal{E}$ $h\nu$, T	Difuzia luminii	Structură metal-cristal lichid-metal	2	—	Modifică lungimea de undă a radiaţiei incidente	Celulă cu cristal lichid

efect fotoelectric extern; aceşti electroni pot participa la fenomene de conducţie în vid sau gaze. Dacă electronii sînt doar desprinşi de atomul de origină devenind purtători liberi în interiorul reţelei, fenomenul se numeşte *efect fotoelectric intern*; acest fenomen este specific numai semiconductoarelor, deoarece la metale există un mare număr de purtători liberi chiar în absenţa radiaţiei electromagnetice.

Marea majoritate a dispozitivelor optoelectronice sînt realizate pe materiale semiconductoare; de aceea, în cele ce urmează se vor prezenta *patru moduri specifice de absorbţie în semiconductoare a radiaţiei electromagnetice.*

● **Absorbţia intrinsecă** implică *preluarea energiei fotonilor de către electronii de valenţă, cu trecerea acestora în banda de conducţie.* În felul acesta *se formează o pereche electron-gol.* Pentru a se realiza aces mod de absorbţie, energia fotonilor trebuie să fie mai mare decît lărgimea benzii interzise:

$$E = h\nu > E_G. \tag{10.1}$$

Schema calitativă a acestui proces este prezentată în figura 10.1, *a*. Formarea perechii electron-gol este însoţită, de regulă, şi de cedare a energiei către reţeaua cristalină *(formarea unui fonon)*.

Dacă energia radiaţiei incidente este suficient de mare, electronul poate fi chiar smuls din reţea, adică se produce *efectul fotoelectric extern.*

● **Absorbţia datorată impurităţilor** implică *ionizarea atomilor donori sau acceptori.* Spre deosebire de primul tip de absorbţie, *se formează purtători numai de un singur tip*, electroni sau goluri (vezi fig. 10.1, *b*). Energia necesară acestei absorbţii este foarte mică. Impurităţile donoare sau acceptoare sînt practic ionizate la temperaturi obişnuite (300 K) de către energia termică a reţelei; de aceea, dispozitivele optoelectronice care se bazează pe aceste procese lucrează la temperaturi joase (sub 70 K).

● **Absorbţia datorată purtătorilor mobili** duce la *creşterea energiei cinetice în interiorul benzii energetice unde se află.* Fenomenul care interesează este *modificarea fluxului radiaţiei incidente.* Acest mod de absorbţie serveşte la realizarea modulatoarelor de radiaţie infraroşie.

● **Absorbţii parazite** reprezintă *acele procese de absorbţie care consumă energia radiaţiei electromagnetice incidente fără a putea fi folosite în scopuri utile.* În această categorie intră absorbţia proprie a reţelei şi absorbţia excitonică.

Absorbţia proprie a reţelei (fig. 10.1, *c*) transformă energia fotonilor în energie de vibraţie a reţelei (*generare de fononi*).

Absorbţia excitonică (fig. 10.1, *d*) formează o pereche de purtători electron-gol care gravitează unul în jurul celuilalt la fel ca un electron în jurul unui nucleu pozitiv; această structură fizică se numeşte *exciton.*

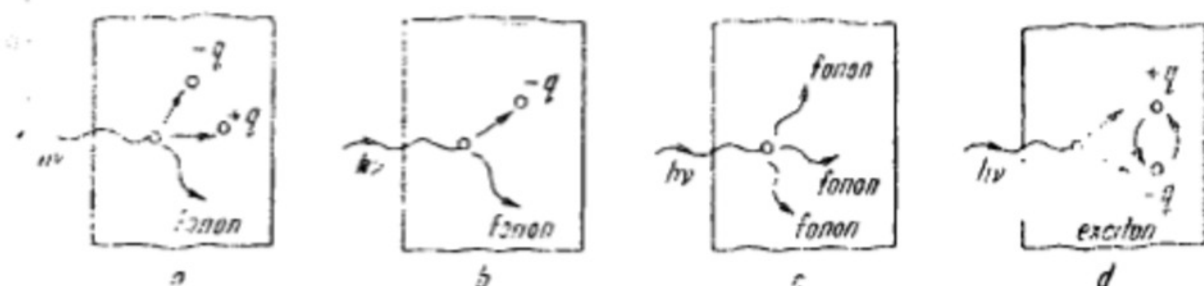


Fig. 10.1

10.3.1. Fotorezistența

Fotorezistența *este un rezistor realizat dintr-un material* **semiconductor.** Rezistența sa depinde de valoarea intensității fluxului luminos incident.

● **Constructiv, este realizată dintr-o** plăcuță de material semiconductor omogen (fig. 10.2) prevăzută la capete cu contacte ohmice. Uneori, materialul semiconductor este depus pe o plăcuță izolatoare. Structura este protejată prin acoperire cu un lac sau prin încapsulare în material plastic.

● **Mărimi care definesc funcționarea fotorezistenței.** Presupunînd că materialul semiconductor este de tip n, cu concentrația de atomi donori N_D, se definește **rezistența la întuneric** (R_0) ca fiind rezistența la echilibru termic*:

$$R_0 = \rho_0 \frac{l}{wd} = \frac{1}{q\mu_n N_D} \cdot \frac{l}{wd}, \qquad (10.2)$$

unde ρ_0 este rezistivitatea în absența iluminării.

Rezistența în condiții de iluminare. Pentru grosimi w mici, se poate considera că lumina este absorbită uniform în tot volumul materialului. În urma absorbției, în semiconductor se generează perechi electron-gol care duc la micșorarea rezistivității și, implicit, a rezistenței.

Dacă fluxul luminos incident este monocromatic, Φ (exprimabil în wați), atunci viteza de generare a perechilor electron-gol este:

$$G_L = \frac{(1 - r)\,\alpha\eta\Phi}{Ah\nu}, \qquad (10.3)$$

unde r este coeficientul de reflexie a luminii la suprafață;
α — coeficientul de absorbție (raportul dintre numărul fotonilor absorbiți și numărul fotonilor care pătrund în material);
η — randamentul de generare (raportul dintre numărul purtătorilor generați și numărul fotonilor absorbiți),
A — aria structurii, expusă luminii ($A = ld$).

Generarea de perechi electron-gol duce la creșterea concentrației de purtători mobili pînă la nivele la care se obține un echilibru între fenomenele de generare și recombinare. Concentrațiile de purtători mobili, în regim staționar, rezultă din ecuațiile de continuitate. De exemplu, pentru goluri, ecuația (2.33) în condiții staționare ($\partial p/\partial t = 0$) și pentru curenți neglijabili ($j_p \cong 0$), corelată cu (2.31), devine:

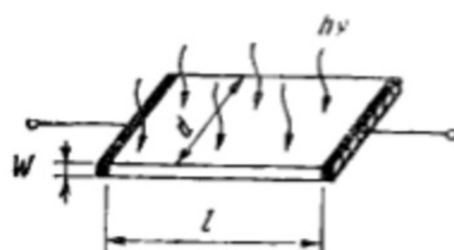


Fig. 10.2

$$G_L - \frac{p - p_0}{\tau_p} = 0. \qquad (10.4)$$

* Măsurarea unei rezistențe în condiții de echilibru termic se face la tensiuni electrice foarte mici.

De aici, concentrația de goluri în prezența luminii este:

$$p = p_0 + \tau_p G_L; \qquad (10.5)$$

o relație echivalentă se obține pentru electroni:

$$n = n_0 + \tau_n G_L. \qquad (10.6)$$

În aceste condiții, rezistența în condiții de iluminare (R) este:

$$R = \frac{1}{q[(n_0 + \tau_n G_L)\mu_n + (p_0 + \tau_p G_L)\mu_p]} \cdot \frac{l}{wd}. \qquad (10.7)$$

Dacă viteza de generare G_L este mare, adică se îndeplinesc condițiile $\tau_n G_L \gg n_0$; $\tau_p G_L \gg p_0$, și ținînd seamă de (10.3) se obține ($\tau_n = \tau_p = \tau_0$):

$$R \cong \frac{1}{q\tau_0 G_L(\mu_n + \mu_p)} \cdot \frac{l}{wd} = \left(\frac{1}{q\tau_0(\mu_n + \mu_p)} \cdot \frac{h\nu}{\alpha\eta(1 - r)} \cdot \frac{l^2}{wd}\right) \cdot \frac{1}{\Phi}. \qquad (10.8)$$

Conductanța G a fotorezistenței este, în aceste condiții, direct proporțională cu intensitatea fluxului luminos:

$$G = S_\lambda \Phi, \qquad (10.9)$$

unde cu S_λ s-a notat *sensibilitatea spectrală*, a cărei expresie rezultă imediat din relația (10.8); unitatea de măsură a lui S_λ este $W^{-1}\Omega^{-1}$.

Dacă fluxul de lumină este policromatic, Φ_v, exprimat în lumeni (lm) se definește *sensibilitatea integrală*, S_v, a fotoconductanței:

$$S_v = \frac{G}{\Phi_v}. \qquad (10.10)$$

Alte mărimi care definesc funcționarea fotorezistenței sînt:

— **pragul fotoelectric**, adică lungimea de undă maximă pînă la care efectul mai este prezent (vezi relația 10.1);

— **inerția fotorezistenței**, exprimată prin timpul necesar stabilirii valorilor staționare ale concentrațiilor purtătorilor mobili.

10.3.2. Fotodioda

Fotodioda *este un dispozitiv optoelectronic realizat pe baza unei joncțiuni pn sau a unui contact metal-semiconductor, polarizate invers.* Se va considera în continuare numai cazul joncțiunii *pn*.

Studiul joncțiunii *pn* iluminate se va face pe baza acelorași aproximații ca și în cazul absenței luminii (fig. 10.3).

În condiții de întuneric, curentul prin joncțiunea polarizată invers ($I_R = I_0$) este datorat perechilor electron-gol generate în interiorul regiunii de sarcină spațială și în regiunile neutre.

În prezența luminii apare o generare suplimentară de purtători (G_L), deci un curent suplimentar I_L; atunci curentul invers are expresia:

$$I_R = I_0 + I_L. \qquad (10.11)$$

● **Generarea de purtători sub acțiunea luminii** se face în tot volumul joncțiunii unde lumina este absorbită. Purtătorii de sarcină generați

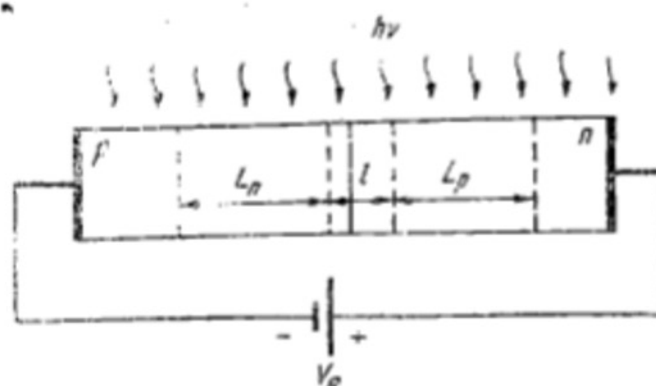


Fig. 10.3

în regiunile neutre se deplasează spre regiunea de sarcină spațială prin curenți de cîmp sau difuzie, dar sînt supuși recombinării. Ca urmare, numai o fracțiune din purtătorii generați ajung la joncțiunea metalurgică și constituie curentul I_L. Purtătorii generați în regiunea de sarcină spațială contribuie în totalitate la curent. O aproximare bună a acestei situații consideră că doar purtătorii generați în regiunile neutre n și p pînă la distanța L_p respectiv L_n de marginile regiunii de sarcină spațială sînt colectați; ca urmare, I_L este dat de:

$$I_L = qG_L(L_p + l + L_n)A_J. \tag{10.12}$$

Întrucît lungimile de difuzie, L_p și L_n, sînt mult mai mari decît grosimea l a regiunii de sarcină spațială, curentul I_L nu depinde, practic, de tensiunea V_R aplicată.

În figura **10.4** se prezintă **caracteristicile statice** ale unei fotodiode din siliciu (ROL–021). Figura 10.4, *a* prezintă dependența $I_R - V_R$ pentru diverse valori ale incidenței luminoase (iluminării), E_v. Figura 10.4, *b* ilustrează dependența $I_R - E_v$ la o tensiune V_R dată; pe baza acestei diagrame se poate calcula sensibilitatea integrală a fotodiodei $S_v = I_L/E_v \cong \cong I_R/E_v \cong 30$ nA/lx.

O altă caracteristică importantă a fotodiodei este **caracteristica spectrală** (fig. 10.4, *c*) care indică răspunsul (relativ) al fotodiodei în funcție de lungimea de undă (λ) a radiației luminoase. Pentru structura aleasă spre exemplificare, fotodioda are un răspuns maxim la o lungime de undă $\lambda_p = 850$ nm. Domeniul spectral de utilizare ($\Delta\lambda_{0,5}$ – definită la 50% din răspunsul maxim) cuprinde radiațiile vizibilă și infraroșu apropiat. Simbolul fotodiodei este prezentat în figura 10.5.

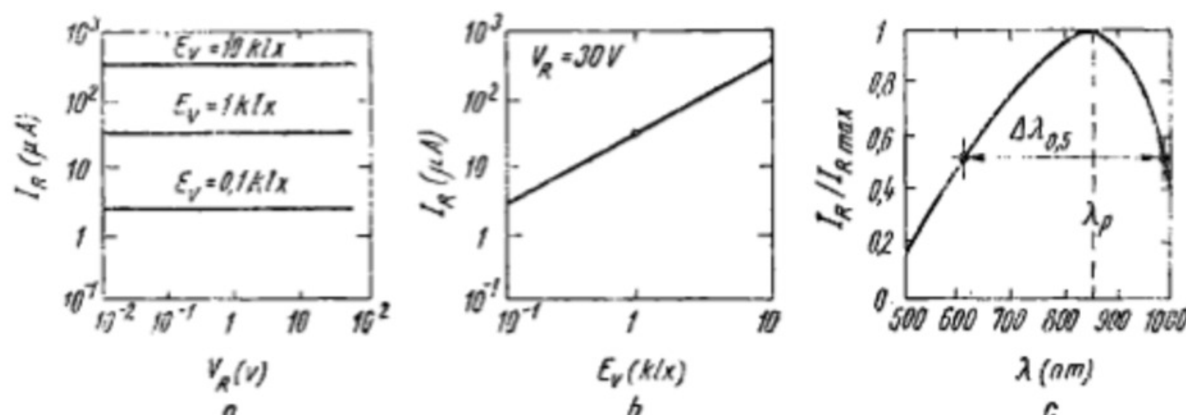


Fig. 10.4



Fig. 10.5

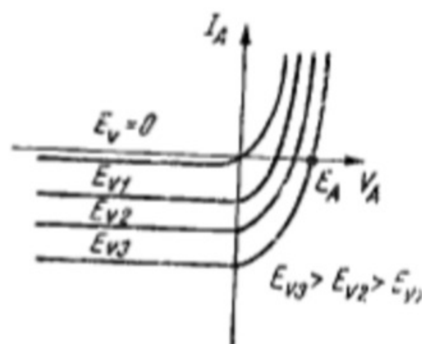


Fig. 10.6

○ **Notă.** Considerentele teoretice expuse în studiul fotodiodei se pot aplica în orice regim de polarizare al joncțiunii *pn*. Ca urmare, caracteristica statică capătă expresia:

$$I_A = I_0\left[\exp\left(\frac{qV_A}{mkT}\right) - 1\right] - I_L; \tag{10.13}$$

o reprezentare calitativă a acestei dependențe este dată în figura 10.6.

10.3.3. Fotoelementul

Fotoelementul *este un dispozitiv optoelectronic care realizează conversia directă a energiei luminoase în energie electrică*, (prin apariția la borne a unei tensiuni electromotoare). Constructiv, fotoelementul este identic cu fotodioda, doar că aria sa este mult mai mare pentru a putea oferi o suprafață mai mare de iluminare și, deci, o energie electrică crescută.

Întrucît de cele mai multe ori energia luminoasă este cea solară, fotoelementele se denumesc și *baterii solare*.

Circuitul de lucru al fotoelementului nu mai cuprinde surse exterioare de tensiune, ci numai rezistența de sarcină (R_s), conform figurii 10.7. Apariția unei tensiuni electromotoare (E_A) la o joncțiune *pn* iluminată, fără sarcină, se deduce din graficul din figura 10.6. Într-adevăr, la $I_A = 0$ se obține o polarizare directă a structurii cu $V_A = E_A$. În prezența sarcinii R_s, joncțiunea debitează un curent $I_A = -I_s$, de sens contrar tensiunii la borne (convenția de semne corespunde generatorului de tensiune). Din relația (10.13) rezultă mărimea tensiunii electromotoare:

$$E_A = V_A\Big|_{I_A=0} = \frac{mkT}{q}\ln\left(1 + \frac{I_L}{I_0}\right). \tag{10.14}$$

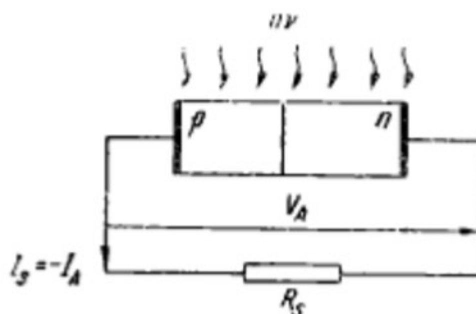


Fig. 10.7

Caracteristica de ieșire a unui fotoelement din siliciu (ROL—41) este prezentată în figura 10.8; se consideră o intensitate a fluxului luminos de 75 mW/cm².

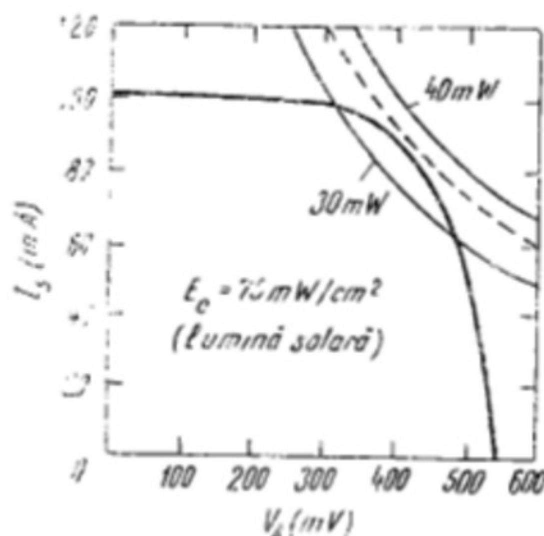


Fig. 10.8

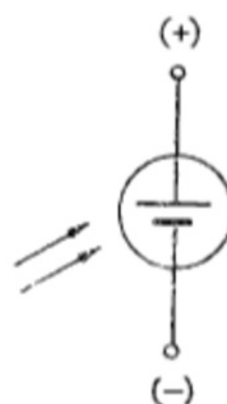


Fig. 10.9

corespunzător radiației solare normale. Se observă posibilitatea generării unei puteri maxime în sarcină de 35 mW, pentru $R_s = 4{,}4\ \Omega$.

Simbolul fotoelementului este prezentat în figura 10.9.

10.3.4. Fototranzistorul

Fototranzistorul *este un dispozitiv optoelectronic, realizat pe o structură de tranzistor, al cărui curent de colector este comandat de un flux luminos.* Baza tranzistorului își pierde rolul de comandă și poate fi lăsată în gol (eventual nici să nu fie conectată spre un electrod al capsulei). În acest ultim caz, fototranzistorul are numai doi electrozi (colector și emitor). Totuși, fototranzistoarele sînt prevăzute cu electrod de bază pentru aranjarea electrică și stabilizarea unui punct static de funcționare. Spre deosebire de fotodiodă, fototranzistorul are o sensibilitate (S_v) mai mare.

Simbolul fototranzistorului este prezentat în figura 10.10.

10.3.5. Fototiristorul

Fototiristorul *este un dispozitiv optoelectronic realizat pe o structură de tiristor, a cărui aprindere se face sub acțiunea unui flux luminos.* În figura 10.11 se prezintă, calitativ, caracteristica statică și modul de variație a tensiunii de aprindere (U_{apr}) cu intensitatea fluxului luminos. Se observă scăderea tensiunii de aprindere la creșterea intensității fluxului luminos.

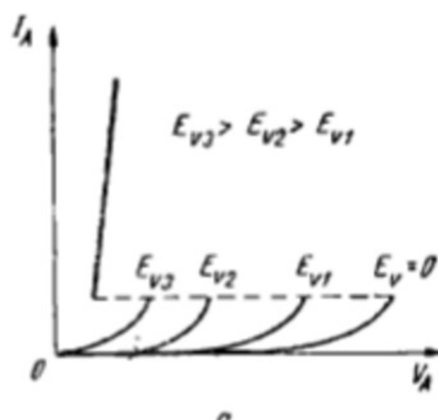
10.4. EMISIA RADIAȚIEI LUMINOASE ÎN SEMICONDUCTOARE

Fenomenul de emisie a radiației luminoase se mai numește și **luminescență.** Emisia de lumină în semiconductoare se datorește recombinării radiative* a purtătorilor de sarcină. Luminescența poate căpăta aspect

* Recombinarea purtătorilor de sarcină nu duce obligatoriu la emisie de lumină. De exemplu, într-o joncțiune *pn* din siliciu, polarizată direct, energia eliberată din procesele de recombinare se transferă rețelei cristaline sub formă termică (fonon).



Fig. 10.10



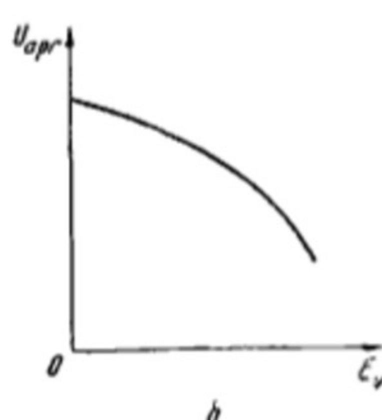


Fig. 10.11

de *fluorescență* cînd constantele de timp care intervin în procesele de excitație-dezexcitație sînt de ordinul $10^{-8} - 10^{-8}$ s și de *fosforescență* dacă aceste constante sînt mult mai mari (secunde, ore, zile).

Inducerea fenomenelor de luminescență (excitarea) în semiconductoare presupune generarea unei cantități în exces de purtători mobili care, apoi, se recombină. Dispozitivele optoelectronice actuale realizează luminescență prin două **procedee**: *bombardament cu fascicul de electroni* ($1 \div 50$ keV) și *aplicarea unui cîmp electric*. În primul caz se obține *catodoluminescență*, iar în al doilea caz — *electroluminescență*.

La rîndul ei, electroluminescența poate avea următoarele **moduri de excitație**:

— *excitație intrinsecă*, specifică unor semiconductoare omogene, impurificate cu diverse elemente, numite activatori;

Sub acțiunea unui cîmp electric alternativ de frecvență medie impuritățile activatoare se ionizează. Revenirea electronilor pe nivelele energetice ale atomilor activatori se face cu emisie luminoasă. Acest tip de excitație este specific sulfurii de zinc (ZnS) avînd diverși activatori (Mn, Cu, Cl) în vederea realizării spectrului de emisie dorit.

— *excitație prin injecție de purtători minoritari*, specifică joncțiunilor polarizate direct;

În regiunile neutre ale joncțiunii se formează concentrații mari de purtători de sarcină; prin recombinarea lor directă sau folosind nivele energetice intermediare, se poate obține emisie luminoasă.

— *excitație prin multiplicare în avalanșă*, care apare în diode polarizate invers, la tensiunea de străpungere;

În această regiune a caracteristicii statice se formează o cantitate mare de purtători mobili prin fenomenul de multiplicare în avalanșă.

— *excitație prin efect tunel*.

În acest caz, crearea excesului de purtători mobili se face prin efect tunel.

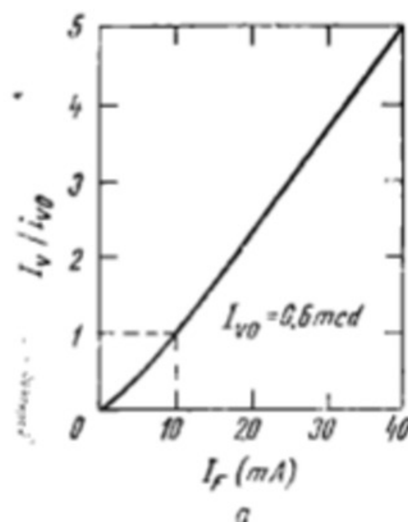
10.5. DISPOZITIVE OPTOELECTRONICE LUMINESCENTE

10.5.1. Dioda electroluminescentă (LED)

Dioda electroluminescentă este realizată dintr-o joncțiune *pn* polarizată direct. Excitația luminescenței se face prin injecție de purtători minoritari. Simbolul diodei electroluminescente este prezentat în figura 10.12.



Fig. 10.12



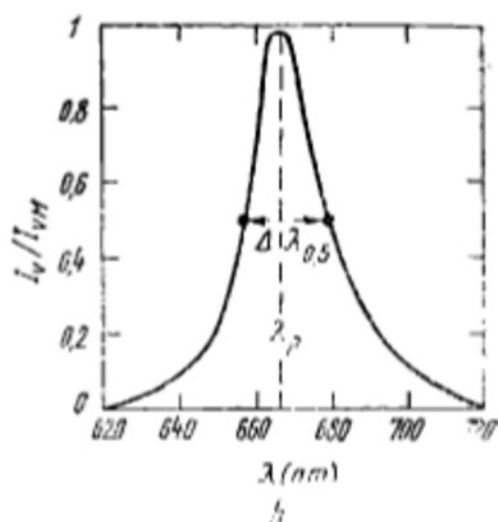
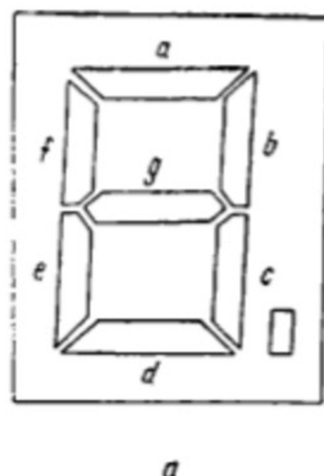


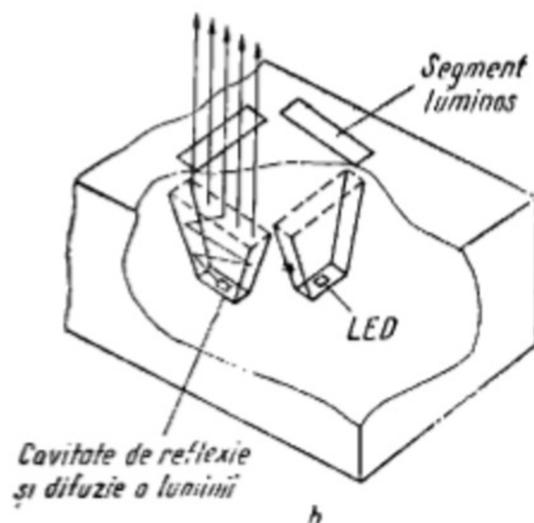
Fig. 10.13

● **Caracteristica spectrală a radiației emise** („culoarea") depinde de lărgimea benzii interzise și de tipul impurităților folosite. Pentru ca spectrul emis să se situeze în domeniul vizibil, se folosesc semiconductoare cu bandă interzisă mai largă (de exemplu GaAs, GaAsP etc.).

În figurile 10.13, *a* și *b*, se prezintă două caracteristici esențiale pentru un LED, tip ROL — 02, realizat din GaAsP: variația relativă a intensității luminoase funcție de curentul direct și caracteristica spectrală. Din ultima caracteristică rezultă că maximul răspunsului luminos are loc pentru $\lambda = 666$ nm, ceea ce corespunde culorii roșii. Tensiunea pe structură în polarizare directă are valoarea tipică de 1,5 V.

● **Diodele electroluminescente sînt folosite ca** simple indicatoare luminoase sau servesc la realizarea elementelor de afișare. În figura 10.14, *a* este prezentat un element de afișare cu 7 segmente și punct zecimal. Dacă dimensiunile cifrei sînt mari, elementul de afișaj are o construcție conform figurii 10.14, *b*; iluminarea unui segment se realizează prin extensia luminii provenite de la un LED, cu ajutorul unei cavități piramidale de reflexie și difuzie a luminii. Dioda electroluminescentă este montată pe baza mică a cavității, baza mare reprezentînd fereastra de iluminare a segmentului.





a b

Fig. 10.14

Elementele de afişaj de dimensiuni mici nu mai folosesc diode separate, ci acestea se realizează integrat în aceeaşi plăcuţă de semiconductor (GaAs). În scopul economisirii materialului semiconductor, dimensiunea reală a cifrei este foarte mică; pentru a fi uşor observabilă, deasupra structurii se montează lentile convergente, care măresc imaginea.

10.5.2. Tubul catodic. Cinescopul

Tubul catodic *este un dispozitiv optoelectronic bazat pe fenomenul de catodoluminiscenţă.* El este folosit în construcţia osciloscoapelor catodice, a display-rilor grafice şi a televizoarelor. În acest ultim caz, tubul catodic poartă denumirea de *cinescop* şi reprezintă cel mai larg domeniu de aplicaţie.

● În **construcţia tubului catodic** intră *balonul de sticlă, tunul de electroni, ecranul* şi *sistemele de deflexie a fasciculului de electroni*. În figura 10.15 se prezintă un tub catodic cu deflexie electrostatică, utilizat în osciloscopie.

Balonul de sticlă se compune din gît *(1)* con *(2)* şi partea frontală *(3)*; în interiorul lui se realizează vid ($\cong 10^{-6}$ torr) pentru a nu împiedica circulaţia fasciculului de electroni.

În interiorul tubului, pe partea frontală, se depune *ecranul* *(4)*, care este realizat dintr-o pastă fosforescentă (luminofor). Zona de ecran atinsă de fasciculul de electroni devine luminoasă datorită excitării luminoforului (catodoluminescenţă).

Tunul electronic *(5)* are rolul de a forma un fascicul de electroni de intensitatea dorită, focalizat. Accelerarea fasciculului de electroni se realizează prin conectarea anodului *(6)* la un potenţial ridicat faţă de catod ($1 \div 50$ KV).

Deflexia electrostatică a fasciculului se face cu două perechi de plăci, pentru deflexie orizontală *(7)* şi verticală *(8)*.

Tuburile cinescop utilizează *deflexia magnetică;* aceasta se realizează cu ajutorul a două bobine situate pe gîtul tubului. Deflexia magnetică are avantajul unei sensibilităţi crescute în comparaţie cu deflexia electrostatică şi permite unghiuri de deflexie mari.

● În continuare se vor prezenta unele **particularităţi constructive ale tuburilor cinescop.**

Tuburile cinescop actuale sînt realizate într-un balon de sticlă de formă specială (fig. 10.16), care permite unghiuri de deflexie mari (110°) şi o formă cvasirectangulară a ecranului. Construcţia sa impune măsuri

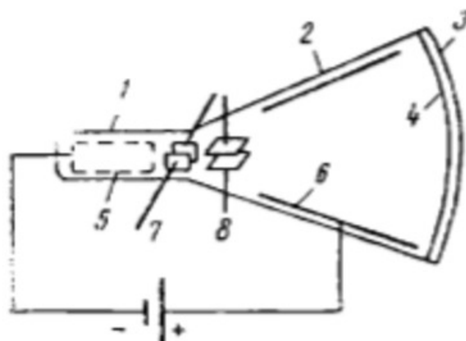


Fig. 10.15

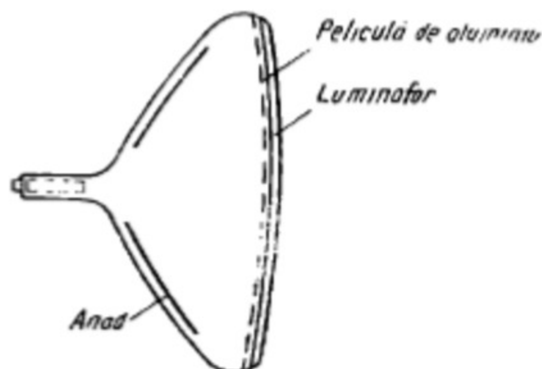


Fig. 10.16

speciale de evitare a imploziei sau de micşorare a efectelor ei. Tuburile cinescop prezintă diferenţe constructive importante în funcţie de destinaţia (alb-negru sau color).

Tubul cinescop alb-negru utilizează un singur fascicul de electroni. Pudra fosforescentă din care este realizat ecranul conţine substanţe activatoare, astfel încît în urma excitării să emită lumină albă ; această lumină este rezultatul compunerii mai multor radiaţii monocromatice. Tonurile de gri, mergînd de la alb la negru, se obţin prin comanda intensităţii fasciculului de electroni. Luminoforul emite lumină în toate direcţiile, atît către exterior, cît şi spre interiorul tubului ; această ultimă lumină antrenează o scădere importantă a strălucirii şi poate determina, prin reflexiile pe pereţii interiori ai tubului, o scădere a contrastului. De aceea, peste luminofor se depune o peliculă subţire de aluminiu cu rol de oglindă. Această peliculă reflectă radiaţia luminoasă, recuperînd toată lumina emisă de luminofor ; totodată, pelicula de aluminiu este suficient de subţire pentru a fi transparentă la trecerea fasciculului de electroni.

Tubul cinescop color poate asigura redarea oricărei culori prin amestecul în proporţii diferite a *trei culori primare :* roşu (*R*), verde (*G*) şi albastru (*B*). Pentru aceasta, fiecare punct al imaginii este realizat prin contribuţia a *trei zone foarte mici de luminofor*, fiecare specializată pe o culoare primară. Forma zonelor de luminofor poate fi circulară (punctiformă),sau în benzi, iar numărul lor este foarte mare: $1 \div 2$ milioane. Tubul cinescop prezintă trei tunuri electronice şi, ca urmare, trei fascicule de electroni ; aceste fascicule sînt baleiate simultan. Fiecare fascicul este specializat pe cîte o culoare primară. Prin reglarea intensităţii fasciculelor într-o anumită proporţie, se obţin străluciri diferite ale culorilor primare, pe care ochiul le interpretează ca o senzaţie de culoare globală.

Problema fundamentală a tuburilor cinescop color este asigurarea traiectoriei corecte a fasciculelor de electroni, astfel încît fiecare fascicul să cadă numai pe zona corespunzătoare de luminofor. Acest lucru se obţine prin plasarea în calea fasciculelor de electroni, în apropierea luminoforului, a unei măşti perforate. Masca conţine un număr foarte mare de găuri, fiecare corespunzînd unui „triplet" de zone de luminofor. Fasciculele necesare pentru luminoforii aceluiaşi triplet vor trece prin aceeaşi gaură a măştii perforate. În figura 10.17 se prezintă două variante de realizare a acestui procedeu: *luminofori dispuşi în delta* (*a*) şi *luminofori*

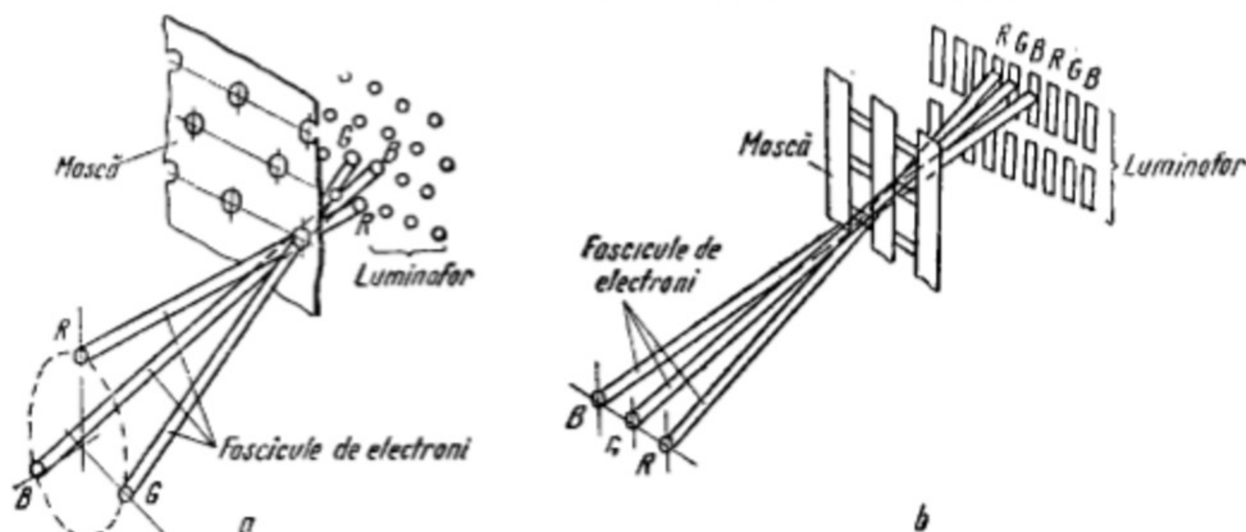


Fig. 10.17

dispuși în benzi (*b*) Primul caz este corespunzător *tuburilor cinescop tricrom „delta"*. Masca are perforații circulare; ea este realizată din tablă de oțel, laminată, de grosime 0,1 ÷ 0,15 mm și cuprinde circa 400 000 de găuri, fiecare avînd diametrul de circa 0,3 mm. Distanța dintre găuri este de 0,6 mm. Acest tip de tub pune probleme deosebite în asigurarea convergenței fasciculelor (situarea punctului de convergență a fasciculelor în interiorul găurii perforate).

Tuburile cinescop la care luminoforul este dispus în benzi se cunosc sub denumirea *„In — Line"*. Masca are fante dreptunghiulare și se realizează din benzi metalice. Acest sistem permite o convergență superioară a fasciculelor; realizarea lor a fost posibilă datorită progreselor realizate în construcția tunurilor electronice și a sistemelor de reflexie.

10.6. ELEMENTE OPTOELECTRONICE DE AFIȘARE CU CRISTALE LICHIDE

● **Cristalele lichide** sînt lichide anizotrope care se află într-o stare intermediară, mezomorfă, situată între starea solidă, caracteristică unui cristal solid și cea lichidă, caracteristică unui lichid normal izotrop. Cristalele lichide sînt substanțe organice, aparținînd compușilor aromatici sintetizați pe cale chimică, cum sînt trans-stilben, tolan, azo-benzen etc. Starea mezomorfă a acestor substanțe se întîlnește într-un domeniu limitat de temperatură.

Sub influența unui cîmp electric extern, se modifică aranjamentul molecular al cristalului lichid, ducînd la modificarea proprietăților optice ale acestuia. Cristalul lichid excitat electric nu emite lumină. *Funcționarea sa se bazează pe reflexia sau transmisia luminii*, deci este o funcționare pasivă.

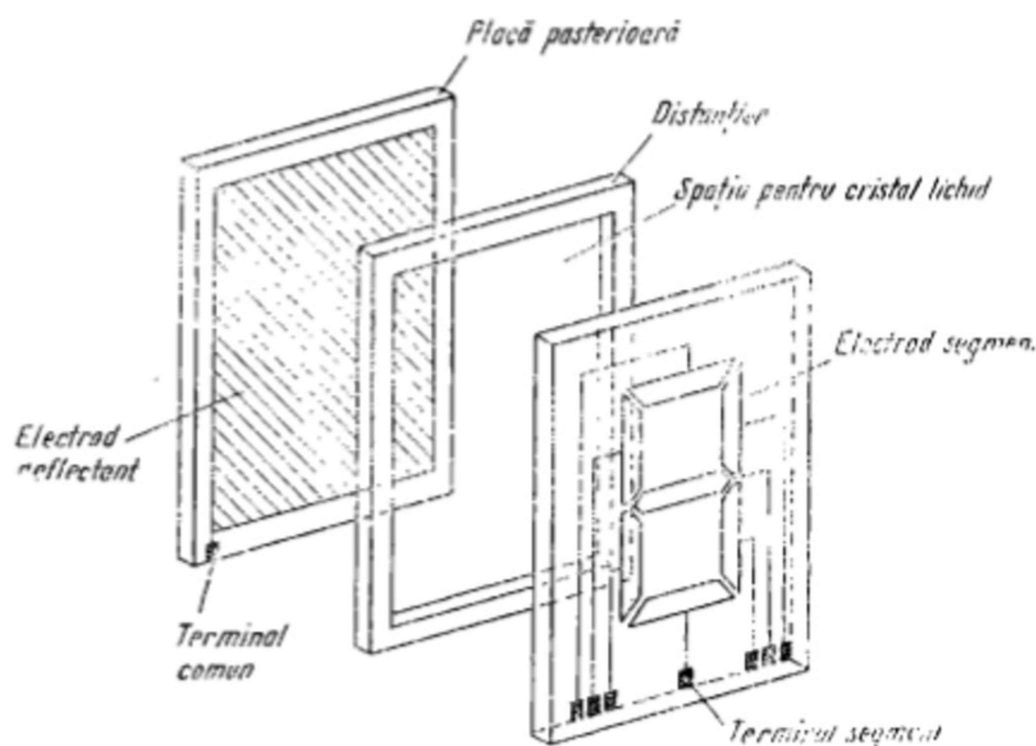


Fig. 10.18

● În figura 10.18 se prezintă **elementele constructive ale unui element de afişare realizat cu cristale lichide care lucrează prin reflexia luminii.** Substanţa organică este introdusă între două plăci de sticlă, într-un strat de grosime tipică 10 μm. Placa frontală are 7 electrozi peliculari transparenţi, conectaţi fiecare la cîte un terminal. Placa posterioară are un strat metalic pe toată suprafaţa, cu rolul de reflexie a luminii, şi reprezintă electrodul comun al afişajului. Electrozii metalici se află pe feţele plăcilor care se află în contact cu cristalul lichid. Comanda electrică se face preferabil în curent alternativ, între electrodul comun şi fiecare dintre terminalele segmenţilor; amplitudinea tensiunii este în gama 2 ÷ ÷ 10 V, iar frecvenţa 30 ÷ 400 Hz.

Comparativ cu afişajele pe LED-uri, contrastul este mai slab dar consumul de putere electrică este foarte mic (μW). De aceea, acest tip de afişaj este răspîndit la ceasuri electronice şi la calculatoarele de buzunar.

Capitolul 11

REGIMUL DE COMUTARE AL DISPOZITIVELOR SEMICONDUCTOARE

11.1. INTRODUCERE

În capitolele precedente am studiat *regimul staționar* și *regimul variabil de semnal mic* al dispozitivelor semiconductoare. Am văzut că în regimul variabil de semnal mic putem neglija comportarea neliniară a dispozitivului, răspunsul acestuia fiind liniar.

În acest capitol ne vom ocupa de *regimul de comutare* al dispozitivelor semiconductoare, prin aceasta înțelegînd regimul în care dispozitivul trece succesiv din starea de blocare într-o stare de conducție puternică — — *comutarea directă* — și invers — *comutarea inversă*. Ne vom referi în mod deosebit la procesele tranzitorii care au loc în timpul comutării directe și inverse. Regimul de comutare este întîlnit în aplicațiile legate de formarea, generarea și prelucrarea impulsurilor.

Regimul de comutare este un *caz particular al funcționării dispozitivelor în regim variabil de semnal mare*, unde nu mai putem neglija comportarea lor neliniară. În plus, semnalul de comandă variază foarte rapid în timp, astfel că problema de rezolvat este o problemă neliniară la frecvențe mari. Intuim deci dificultățile pe care le vom întîlni în tratarea regimului de comutare, tratare în care putem folosi una dintre metodele care vor fi prezentate în cele ce urmează.

11.1.1. Metoda rezolvării aproximative a ecuației de continuitate în regim variabil

● Ecuația de continuitate fiind neliniară, se fac următoarele **aproximații** pentru a putea fi rezolvată analitic:

— se împarte dispozitivul în zone de sarcină spațială și în zone neutre;

— în zonele neutre se neglijează curentul de cîmp al purtătorilor minoritari (presupunere valabilă la nivel mic de injecție dacă zona respectivă este omogenă);

— se impun condiții inițiale și la limită unor mărimi asupra cărora nu avem control direct, ca de exemplu densitatea de purtători.

● Cu aceste simplificări, ecuația de continuitate a purtătorilor (ecuație neliniară cu derivate parțiale) devine liniară; ea este cunoscută sub

numele de **ecuaţia de difuzie.** Pentru golurile minoritare în exces dintr-o zonă de tip *n*, ecuaţia de difuzie are forma:

$$\partial p'_n/\partial t = -p'_n/\tau_p + D_p \partial^2 p'_n/\partial x^2. \tag{11.1}$$

unde p'_n este concentraţia în exces faţă de echilibrul termic: $p'_n = p_n - p_{n0}$. *Condiţia iniţială* este distribuţia staţionară din starea dinainte de comutare, obţinută printr-o soluţie de curent continuu. *Condiţiile la limită* se impun indirect asupra concentraţiei de purtători la interfaţa cu zona de sarcină spaţială adiacentă, prin tensiunea pe această zonă:

$$p'_n(0, t) = p_{n0}[\exp(qv(t)/kT) - 1] \tag{11.2}$$

sau asupra gradientului purtătorilor, prin curentul la interfaţă:

$$J_p(0, t) = -qD_p \partial p'_n(x, t)/\partial x|_{x=0} \tag{11.3}$$

Soluţia analitică, pe lîngă faptul că nu este prea atractivă (conţine funcţia de eroare), este aproximativă, datorită presupunerilor folosite în rezolvare.

11.1.2. Metoda circuitului echivalent

Pentru studiul regimului tranzitoriu de comutare al unui dispozitiv se poate folosi **circuitul echivalent la semnal mare.** Astfel, se poate folosi un *circuit derivat din modelul Ebers-Moll,* completat cu capacităţile de barieră ale joncţiunilor sau un *circuit echivalent în π, de semnal mare,* ş.a. Regimul de comutare fiind prin esenţă un regim tranzitoriu, soluţia se găseşte folosind transformatele Laplace ale ecuaţiilor ataşate circuitului echivalent.

○ **Subliniem că** circuitele echivalente de semnal mare (ca şi cele de semnal mic) sînt valabile în *regim variabil cvasistaţionar* (acel regim în care distribuţiile la diverse momente de timp sînt aproximate printr-o succesiune de distribuţii de regim staţionar) şi, ca urmare, sînt limitate superior în frecvenţă.

11.1.3. Metoda sarcinii

Dacă unui dispozitiv i se aplică un semnal de comandă pentru a efectua o succesiune de comutări directe şi inverse, se constată că dispozitivul nu răspunde instantaneu la semnalul de comandă din cauza inerţiei lui. După cum vom vedea, comutarea este legată de procese fizice de acumulare (şi de extracţie) de purtători în regiunile neutre şi în regiunile de sarcină spaţială ale dispozitivului. Dacă în metoda circuitului echivalent dispozitivul este descris printr-un set de relaţii (sau printr-un circuit echivalent) între curenţii şi tensiunile pe dispozitiv, în metoda sarcinii *dispozitivul este descris prin relaţii între curenţii şi sarcina acumulată în exces în dispozitiv, faţă de echilibrul termic.*

Ecuaţia metodei sarcinii este forma integrală a ecuaţiei de continuitate a purtătorilor. Integrînd ecuaţia de continuitate a golurilor minori-

tare dintr-o regiune n neutră, flancată de două joncţiuni la $x = 0$ şi $x = W$ (model unidimensional), obţinem

$$i_p(0) - i_p(W) = dq/dt + q/\tau_p, \tag{11.4}$$

unde $q = \int_0^W eAp'_n dx$ este sarcina de goluri *minoritare* în exces faţă de echilibrul termic în regiunea n neutră considerată, A este aria transversală pe direcţia x, $i_p(0)$ şi $i_p(W)$ sînt curenţii de goluri la extremităţile zonei, τ_p este timpul de viaţă al golurilor minoritare în exces. Ecuaţia (11.4) este o ecuaţie diferenţială liniară şi ordinară faţă de ecuaţia de continuitate, care este o ecuaţie neliniară cu derivate parţiale. În regim staţionar, ecuaţia (11.4) se reduce la o relaţie liniară între curentul şi sarcina înmagazinată în dispozitiv, deci o relaţie mai simplă decît relaţia dintre curent şi tensiune corespunzătoare metodei circuitului echivalent, care este de formă exponenţială.

○ **Observaţie.** Sarcina înmagazinată în exces în dispozitiv fiind un parametru integral, unele aspecte fizice rămîn ascunse în tratarea regimului de comutare prin metoda sarcinii. Cu toate acestea, datorită simplităţii ecuaţiei (11.4), metoda sarcinii s-a răspîndit mult în tratarea analitică a regimului de comutare.

11.1.4. Metoda numerică

Metoda numerică *este capabilă să rezolve întregul set de ecuaţii neliniare cu derivate parţiale care guvernează funcţionarea unui dispozitiv semiconductor* (ecuaţiile de continuitate a purtătorilor, ecuaţia lui Poisson şi ecuaţia de continuitate a curentului), *fără a folosi nici una dintre simplificările şi aproximaţiile întrebuinţate în metodele analitice anterioare*. Nu se mai impune nici o restricţie referitoare la limita superioară a frecvenţei de lucru şi se pot considera orice fel de neliniarităţi legate de ecuaţii sau de mecanismele fizice din dispozitiv. Folosind metoda numerică se poate considera o distribuţie neliniară a profilului de impurităţi în dispozitiv, precum şi orice expresie neliniară legată de fenomenele de generare-recombinare sau de variaţia mobilităţii purtătorilor. Soluţia numerică se extinde pe întregul dispozitiv, condiţiile la limită impunîndu-se numai la contacte asupra unor mărimi măsurabile (curenţi sau tensiuni). Soluţii numerice bidimensionale şi recent tridimensionale au pus în evidenţă fenomene fizice rămase ascunse în tratarea analitică unidimensională a regimului de comutare al dispozitivelor semiconductoare.

11.2. REGIMUL DE COMUTARE AL DIODELOR SEMICONDUCTOARE

11.2.1. Ecuaţia metodei sarcinii pentru joncţiunea pn

Considerăm un model unidimensional de joncţiune asimetrică p^+n, la care putem aproxima $i_A \cong i_p(0)$. Curentul net care intră în regiunea n neutră (de grosime W) $i_p(0) - i_p(W)$ (v. rel.11.4) are două componente:

componenta de recombinare q/τ_p care compensează sarcina pierdută prin recombinare și *componenta de încărcare a capacității de difuzie*, dq/dt.

Pentru o diodă groasă ($W \gg L_p$), $i_p(W) \cong 0$. În general $i_p(W)$ reprezintă curentul de goluri care iese din regiunea n neutră pe la contactul catodului. Majoritatea contactelor reprezintă suprafețe cu viteză mare de recombinare, deci în general nu vom avea un curent de goluri care să iasă din regiunea n neutră, golurile recombinîndu-se cu electronii majoritari injectați la contact.

La diodele subțiri ($L_p \gg W$), $i_p(W) \neq 0$. Dacă admitem un timp de viață τ_s la interfața $x = W$, putem scrie $i_p(W) = q/\tau_s$. Notînd

$$1/\tau_f = 1/\tau_p + 1/\tau_s, \tag{11.5}$$

unde τ_f reprezintă un timp de viață efectiv care ține seamă atît de recombinarea în volum, cît și de cea de la interfața $x = W$, relația (11.4) devine:

$$i_p(0) = \frac{dq}{dt} + \frac{q}{\tau_f}. \tag{11.6}$$

Ecuația (11.6) se referă la sarcina de goluri injectată în regiunea n neutră. Dacă admitem aproximația neutralității, rezultă că o sarcină egală de electroni va fi injectată la $x = W$. În regim staționar neutralitatea are caracter local, astfel că distribuția electronilor în exces va fi identică cu cea a golurilor în exces: $p'(x) = n'(x)$. Dacă dioda este simetrică, atunci trebuie să ținem cont și de sarcina de electroni în exces acumulată în regiunea p neutră.

Ecuația sarcinii nu pune în evidență variația distribuției sarcinii în regim tranzitoriu. Acest lucru ar putea fi dat numai de soluția numerică a ecuației de continuitate. Ca și metoda circuitului echivalent, *metoda sarcinii admite o aproximație: descrierea analitică tranzitorie cu o singură constantă de timp.*

În regim tranzitoriu variază atît sarcina din regiunile neutre ale diodei, cît și sarcina q_j din regiunea de trecere. Acestei variații îi corespunde un curent de purtători *majoritari* i_j, care trebuie adăugat la curentul dat de ecuația (11.6):

$$i_j = -\frac{dq_j}{dt} = -\frac{dq_j}{dv_j} \cdot \frac{dv_j}{dt} = c_j(v_j)\frac{dv_j}{dt}, \tag{11.7}$$

unde c_j este capacitatea joncțiunii, iar v_j — tensiunea pe joncțiune. Curentul i_j este important cînd dioda este polarizată invers ($v_j < 0$) și, în general, se poate neglija cînd dioda este polarizată direct ($v_j > 0$), caz în care curentul de purtători majoritari este mascat de curentul mare de injecție al purtătorilor minoritari. Relația (11.7) este neliniară și se poate liniariza introducînd *capacitatea de barieră de semnal mare*, C_j, dată de:

$$C_j = \frac{1}{v_{jf} - v_{ji}} \int_{v_{ji}}^{v_{jf}} c_j(v_j) dv_j. \tag{11.8}$$

Neglijînd căderea de tensiune pe regiunile neutre ale diodei $v_A \cong v_j$, din relațiile (11.6), (11.7), (11.8) rezultă *ecuația metodei sarcinii pentru o diodă p^+n:*

$$i_A = \frac{dq}{dt} + \frac{q}{\tau_f} + C_j \frac{dv_A}{dt}. \tag{11.9}$$

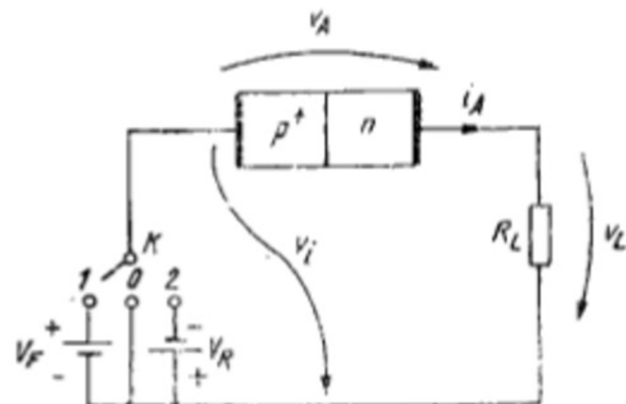


Fig. 11.1

Adăugind la această relație ecuația lui Kirchhoff pe circuitul în care se află înglobată dioda și cunoscînd variația $i_A(t)$ sau $v_A(t)$, putem descrie comportarea diodei în regim de comutare prin variația $q(t)$.

11.2.2. Comutarea directă a joncțiunii pn

Presupunem un model unidimensional de diodă abruptă asimetrică p^+n, cu concentrație uniformă a impurităților, care la $t = 0$ este comutată direct în circuitul din figura 11.1, prin trecerea comutatorului K din poziția O în poziția 1.

● **Presupunînd că R_L este mult mai mare decît rezistența în conducție a diodei,** rezultă că la $t = 0$ vom avea $i_A = I_F = V_F/R_L$ (fig. 11.2, *b*). Are loc o *comutare în curent* a diodei. La interfața $x = 0$ asistăm la o *injecție* de goluri, care vor *difuza* în regiunea n neutră.

Cele două procese au loc simultan, dar sînt despărțite artificial în figura 11.3 pentru a înțelege diferența între distribuția de regim cvasistaționar și cea de regim tranzitoriu. Distribuțiile *1* și *3* sînt distribuții de regim staționar corespunzătoare tensiunilor V_A și $V_A + dV_A$; dacă variația dV_A a avut loc în intervalul dt, atunci după timpul dt, vom avea distribuția *2* de regim tranzitoriu. Sarcina dintre curbele *2* și *1* provine din injecție, iar cea dintre curbele *3* și *2* — din difuzie.

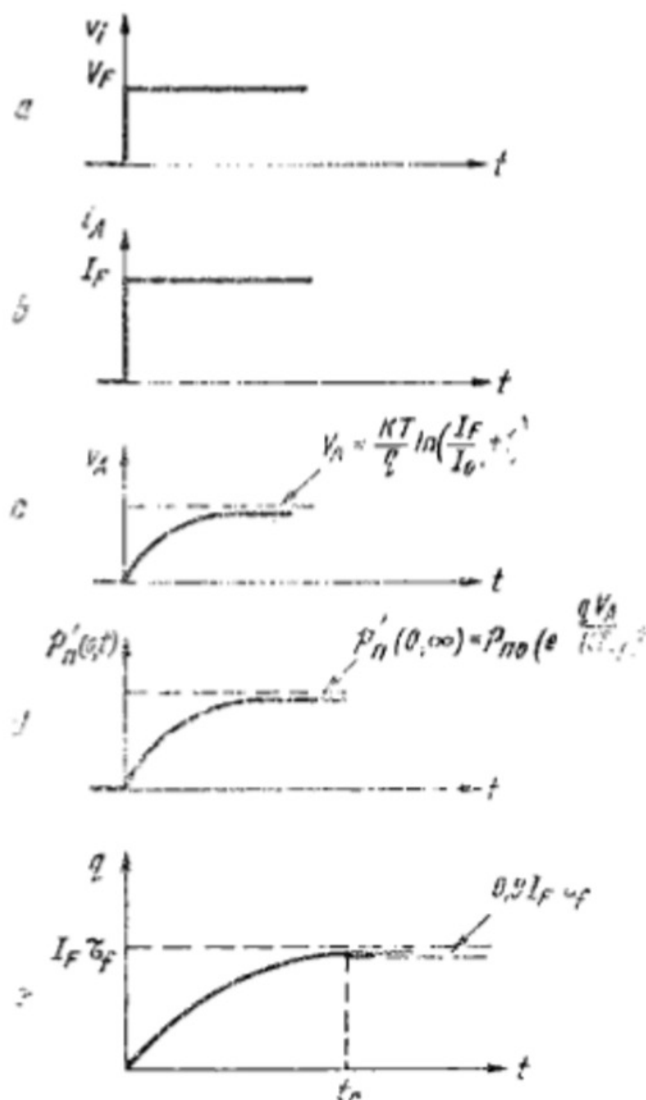


Fig. 11.2

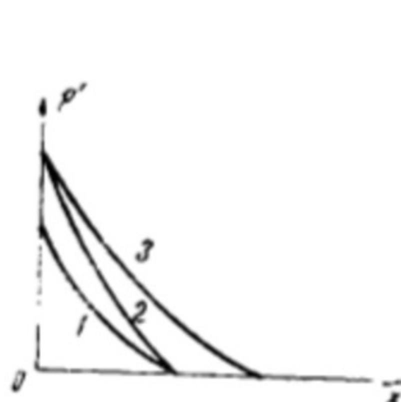


Fig. 11.3

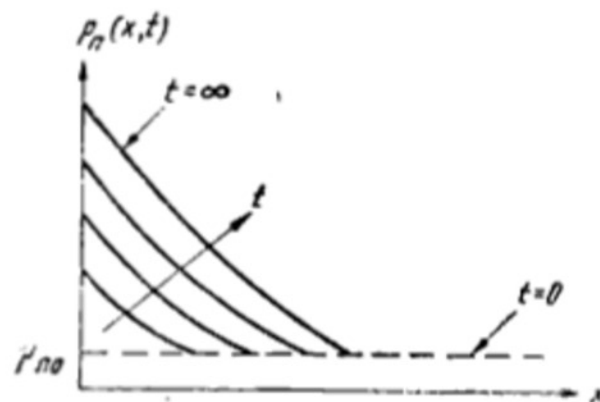


Fig. 11.4

În figura 11.4 se arată variația în timp a distribuției de goluri (ea poate fi obținută rezolvînd ecuația de difuzie). Gradientul la $x = 0$ se menține constant, conform relației (11.3). Pe lîngă încărcarea capacității de difuzie (acumularea de sarcină din figura 11.4), are loc și încărcarea capacității de barieră, care în general este neglijabilă cînd dioda se polarizează direct. Dacă însă comutarea directă ar fi avut loc din regiunea de blocare, procesul de acumulare de sarcină ar fi fost întîrziat cu *timpul de întîrziere* t_d dat de descărcarea capacității de barieră de la tensiunea $-V_R$ la tensiunea zero.

Variația în timp a sarcinii acumulate poate fi găsită rezolvînd ecuația (11.9) cu $i_A = I_F$, în care neglijăm încărcarea capacității de barieră și impunem condiția inițială $q(0) = 0$. Rezultă:

$$q = I_F\tau_f[1 - \exp(-t/\tau_f)] \qquad (11.10)$$

reprezentată în figura 11.2, *e*. *Timpul de creștere* se definește din $q(t_r) = 0{,}9\ I_F\tau_f$ și rezultă $t_r = 2{,}3\ \tau_f$, iar *timpul de comutare dorectă* este $t_{on} = t_d + t_r$.

● **Dacă rezistența regiunilor neutre ale diodei nu este neglijabilă,** la $t = 0$ apare un salt de tensiune în figura 11.2, *c*, corespunzător căderii de tensiune pe regiunile neutre. Acest salt este neglijabil cînd comutarea are loc la nivel mic de injecție, el fiind însă important la nivel mare de injecție. În figura 11.5 este reprezentată o astfel de situație. Scăderea tensiunii pe diodă după saltul inițial se datorește modulației conductivității regiunii *n* neutre, prin injecția de majoritari la contactul catodului. Saltul mare de curent face ca inițial tensiunea și cîmpul electric în regiunile neutre să fie mari, deci curentul este asigurat de purtători majoritari. Injecția și difuzia de purtători minoritari face ca ulterior curentul să fie asigurat de purtătorii minoritari (scade curentul de drift și crește cel de difuzie).

○ **Observație.** *Comutarea în curent* în care curentul este limitat de circuit este un caz limită. În general, variația $i_A(t)$ este determinată atît de circuit, cît și de dispozitiv. Un alt caz limită este *comutarea în tensiune* unde curentul este determinat de dispozitiv prin procesul de difuzie ce are loc ulterior injecției (fig. 11.6).

● **Dacă R_L este mult mai mică decît rezistența de conducție a diodei,** atunci $v_A \cong v_i$.

Trebuie să admitem un timp de creștere finit al impulsului v_i; altfel prin diodă trece inițial un curent infinit.

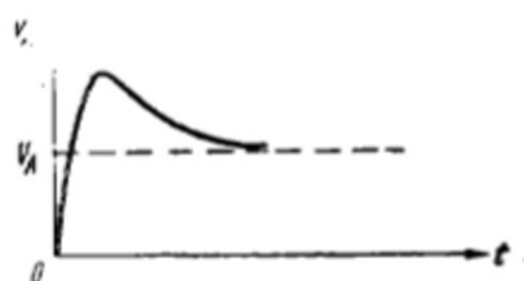
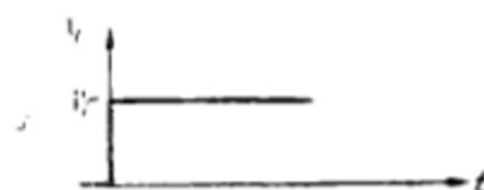
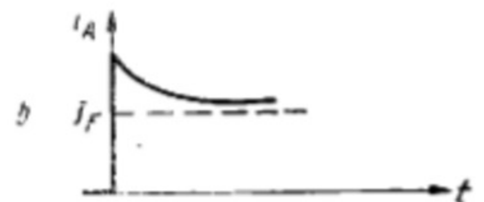


Fig. 11.5





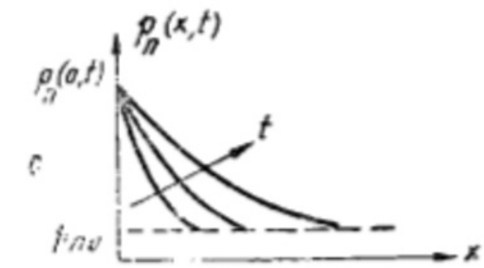
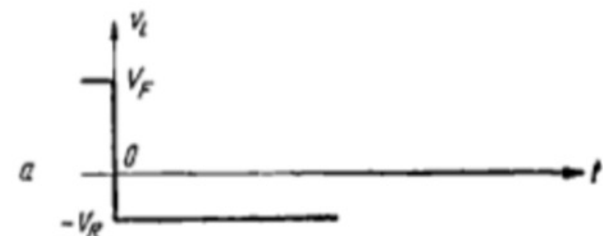
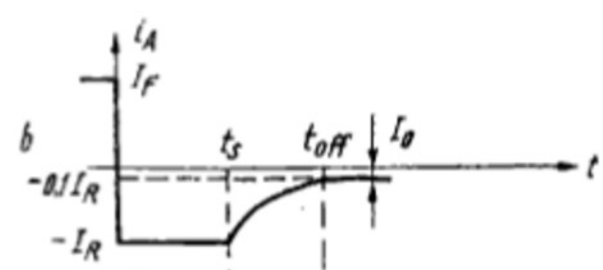
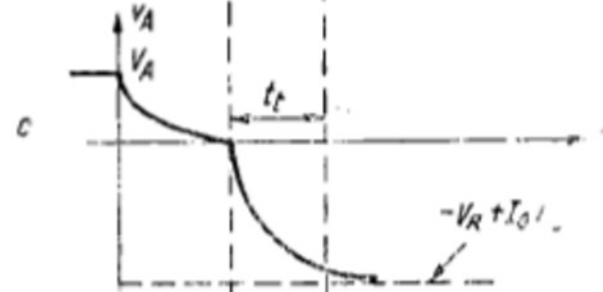
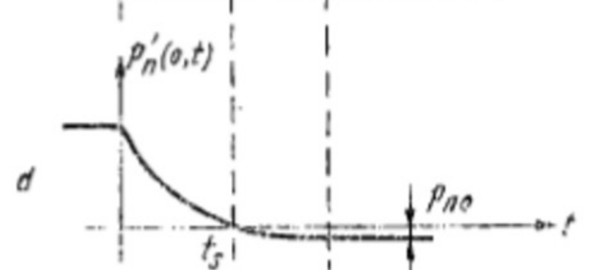


Fig. 11.6









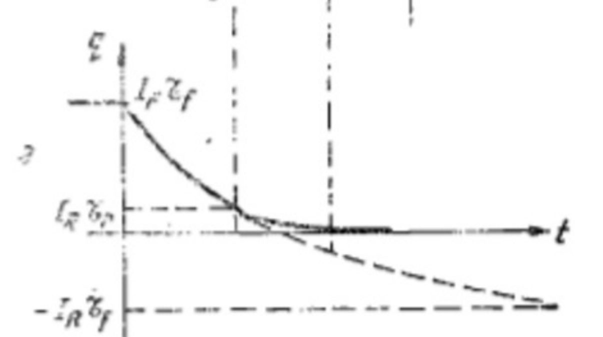


Fig. 11.7

$p_n(0, t)$ rămîne constant conform relației (11.2). Difuzia ce urmează injecției face ca în timp curentul să scadă, gradientul la $x = 0$ micșorîndu-se — relația (11.3).

11.2.3. Comutarea inversă a joncțiunii pn

Considerăm că la momentul $t = 0$, comutatorul K din figura 11.1 este trecut din poziția *1* în poziția *2*. Anterior dioda se afla în regim staționar de conducție.

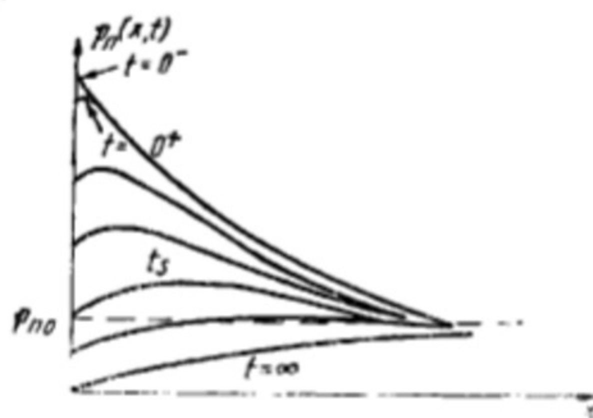


Fig. 11.8

● **La momentul** $t = 0^+$, tensiunea pe diodă, neputînd varia brusc (rezistența $R_L \neq 0$), rămîne pozitivă, iar prin diodă va trece curentul $i_A = - V_R/R_L = - I_R$ (fig. 11.7) limitat de circuitul exterior cît timp $v_A > 0$ Tensiunea v_A are o cădere inițială mică dată de saltul de curent $I_F + I_R$ pe rezistența serie a diodei. Corespunzător, concentrația $p_n'(0, 0^+)$ are o mică scădere față de $p_n'(0, 0^-)$. Distribuția de goluri de regim staționar de la $t = 0^-$ își schimbă numai gradientul la momentul $t = 0^+$ și $x = 0$ pentru ca relația (11.3) să fie satisfăcută de curentul $i_A = - I_R$ și păstrează acest gradient atît timp cît i_A rămîne constant (fig. 11.8).

● **La momentele următoare** are loc *evacuarea sarcinii* acumulate în regiunea n neutră în exces față de echilibrul termic. Această evacuare se face pe de o parte prin întoarcerea golurilor excedentare în regiunea p (curentul $-I_R$) și pe de altă parte prin recombinare.

La momentul $t = t_S$, numit *timp de stocare*, concomitent $p_n'(0, t_S) = 0$ și $v_A(t_S) = 0$.

În momentele următoare v_A devine negativă, rezistența diodei crește, depășind pe R_L, și curentul scade către valoarea de saturație $i_A = - I_0$ (s-a presupus că sursa $V_R < V_B$, tensiunea de străpungere a diodei). În această *perioadă de descreștere* sau *de tranziție*, are loc evacuarea sarcinii excedentare stocate către contactul catodului și încărcarea capacității de barieră de la valoarea zero la valoarea $- V_R + I_0R_L$ (efectul capacității de barieră se neglijează în *perioada de stocare* $0 < t < t_S$, cînd $v_A > 0$).

● **Timpul de stocare** t_S se poate găsi rezolvînd ecuația (11.9) în care neglijăm capacitatea de barieră, cu $i_A = - I_R$ și cu condiția inițială $q(0) = I_F\tau_f$. Rezultă:

$$q = - I_R\tau_f + (I_F + I_R)\tau_f \exp(- t/\tau_f), \; 0 < t < t_S. \qquad (11.11)$$

Punînd condiția $q(t_S) = q_S$, unde q_S este sarcina stocată la $t = t_S$, rezultă timpul de stocare:

$$t_S = \tau_f \ln \frac{(I_F + I_R)\tau_f}{q_S + I_R\tau_f}. \qquad (11.12)$$

În funcție de construcția diodei, sarcina q_S poate să fie (sau să nu fie) importantă în comportarea ulterioară din perioada de tranziție. Atunci cînd sarcina aceasta este importantă, se constată experimental o dependență de forma:

$$q(t) = i_R(t)\tau_r, \; t > t_S, \qquad (11.13)$$

unde $i_R = - i_A$ pentru $i_A < 0$ și τ_r este o constantă de timp. La $t = t_S$ se poate scrie $q(t_S) = q_S = i_R(t_S)\tau_r = I_R\tau_r$. Cu aceasta timpul de stocare devine:

$$t_S = \tau_f \ln \frac{1 + I_F/I_R}{1 + \tau_r/\tau_f}. \qquad (11.14)$$

Aproximația uzuală care se admite este $q_S = 0$, care duce la:

$$t_S = \tau_f \ \ln(1 + I_F/I_R). \tag{11.15}$$

Această aproximație este echivalentă cu definirea timpului de stocare din relația $q(t_S) = 0$, respectiv admiterea unui regim cvasistaționar de comportare al diodei în care la $t = t_S$ are loc $q = 0$ odată cu $p_n'(0) = 0$.

Rezolvînd ecuația de difuzie în regim variabil, se poate determina timpul de stocare din condiția $p_n'(0, t_S) = 0$ și se obține relația implicită:

$$\operatorname{erf} \sqrt{\frac{t_s}{\tau_f}} = \frac{1}{1 + I_R/I_F}. \tag{11.16}$$

Condiția $q(t_S) = 0$ este îndeplinită în timp după condiția $p_n'(0, t_S) = 0$ și ca urmare timpul de stocare dat de relația (11.15) — curba *1* în figura 11.9 — este în exces față de timpul de stocare dat de relația (11.16) — — curba *2* în figura 11.9. Timpul de stocare poate fi redus prin micșorarea constantei τ_f sau prin mărirea raportului I_R/I_F.

Datorită dependenței timpului de viață al purtătorilor minoritari de curentul prin diodă și de temperatură, relațiile deduse se verifică experimental numai aproximativ.

● **Pentru a determina timpul de descreștere,** trebuie rezolvată ecuația (11.9). Eliminînd pe v_A și q între relațiile (11.9), (11.13) și relația Kirchhoff $v_A = - V_R + R_L i_R$, rezultă ecuația:

$$\frac{\mathrm{d}i_R}{\mathrm{d}t} + (1 + \tau_r/\tau_f) \frac{i_R}{\tau_r + C_j R_L} = 0 \tag{11.17}$$

care, cu condiția inițială $i_R(t_S) = I_R$ conduce la soluția:

$$i_R = I_R \ \exp \ [-(t - t_S)(1 + \tau_r/\tau_f)/(\tau_r + C_j R_L)], \ t > t_S. \tag{11.18}$$

Timpul de descreștere (cădere sau tranziție) t_t se obține din condiția $i_R(t_S + t_t) = 0{,}1 \ I_R$:

$$t_t = 2{,}3 \frac{\tau_r + C_j R_L}{1 + \tau_r/\tau_f}, \tag{11.19}$$

iar *timpul de comutare inversă* este $t_{off} = t_S + t_t$. În aproximația $q_S = 0$ rezultă:

$$t_t = 2{,}3 \ C_j R_L. \tag{11.20}$$

Și în cazul comutării inverse putem considera *comutarea în tensiune* (fig. 11.10): $p_n(0,t) \cong 0$ conform relației (11.2); în timpul evacuării sarcinii în exces, gradientul concentrației de purtători la $x = 0$ scade, iar curentul se micșorează conform relației (11.3).

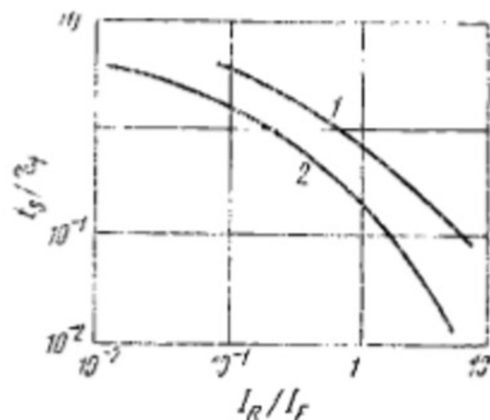


Fig. 11.9

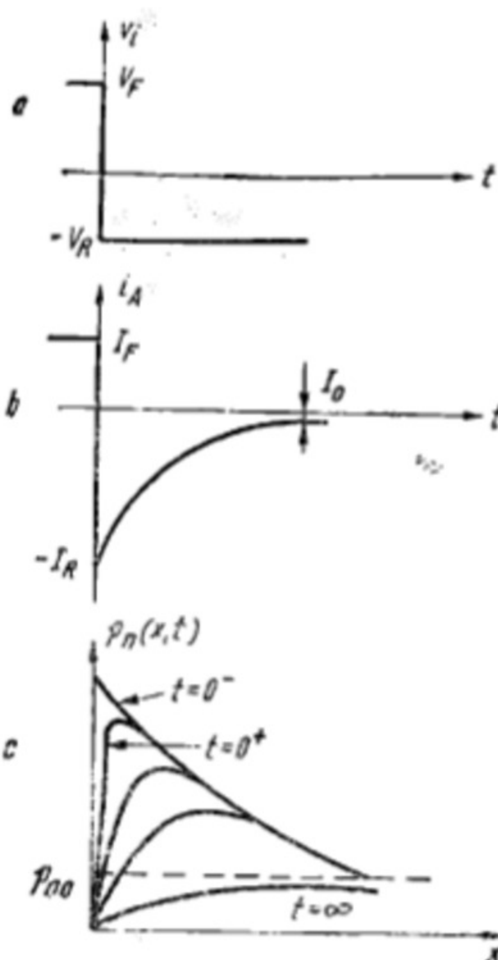


Fig. 11.10

În Anexa 11.1 se prezintă diode speciale pentru comutare, precum și circuite pentru reducerea timpilor de comutare ai diodelor semiconductoare.

11.3. REGIMUL DE COMUTARE AL TRANZISTORULUI BIPOLAR

11.3.1. Ecuațiile metodei sarcinii pentru tranzistorului bipolar

● În capitolul 5 s-au dedus **ecuațiile metodei sarcinii pentru un tranzistor** *pnp* **bipolar funcționînd în regiunea activă normală:**

$$i_B = \frac{q_B}{\tau_{BF}} + \frac{dq_B}{dt} + C_\mu \frac{dv_{CB}}{dt}; \tag{11.21}$$

$$i_C = q_B/\tau_F. \tag{11.22}$$

În aceste ecuații q_B este sarcina de purtători minoritari acumulată în exces în baza tranzistorului față de echilibrul termic, τ_{BF} este durata lor de viață, iar $\tau_F = W^2/2D_B$, unde D_B este coeficientul de difuzie a purtătorilor minoritari prin bază. Între τ_{BF} și τ_F există relația $\tau_{BF} = \tau_F\beta_F$. Se consideră un *tranzistor planar epitaxial* în care eficiența emitorului este mare și se poate neglija sarcina de purtători minoritari injectată în colector. În ecuațiile de mai sus se neglijează influența capacității de barieră a emitorului C_{je} asupra regimului de comutare al tranzistorului. *Ecuația (11.22) este valabilă numai în regim variabil cvasistaționar, ca atare nu poate pune în evidență timpul de tranzit prin difuzie al purtătorilor minoritari prin bază.*

● **Ecuațiile (11.21) și (11.22)** se pot transforma **pentru regiunea de saturație** dacă avem în vedere că în saturație timpul de viață echivalent $\tau_{sat} < \tau_{BF}$ (datorită nesimetriei tranzistorului, în saturație recombinarea pe suprafața bazei din jurul emitorului are un rol important, adăugîndu-se la recombinarea de volum) și deasemenea faptul că curentul de colector rămîne constant la valoarea sa de saturație I_{CS}.

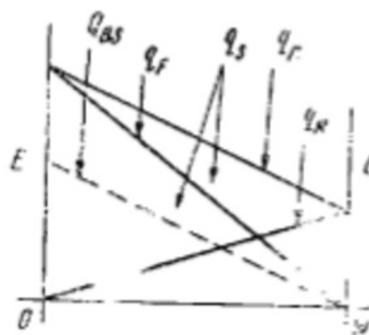


Fig. 11.11

Definim *saturație incipientă* limita dintre regiunea activă normală și cea de saturație. În saturație se acumulează o sarcină în exces q_S față de cea acumulată la saturația incipientă Q_{BS}, deci $q_B = Q_{BS} + q_S$; putem scrie însă și $q_B = q_F + q_R$, unde q_F și q_R sînt sarcinile injectate în bază dinspre emitor, respectiv colector (fig. 11.11).

Avînd în vedere faptul că sistemul (11.21), (11.22) este liniar, se poate atribui sarcinii q_S un timp de viață τ_S definit din relația $q_S = \tau_S\ (i_B - I_{BS})$ cu $I_{BS} = I_{CS}/\beta_F$, (curentul de bază corespunzător saturației incipiente). Se poate deduce $\tau_S = \alpha_F(\tau_F + \alpha_R\tau_R)/(1 - \alpha_F\alpha_R)$, constanta τ_R corespunzînd lui τ_F pentru cazul injecției din colector în bază. Avînd în vedere cele arătate, precum și faptul că în saturație putem neglija efectul lui C_{je}, *ecuațiile metodei sarcinii pentru regimul de saturație* se scriu:

$$i_B = \frac{Q_{BS}}{\tau_{BF}} + \frac{q_S}{\tau_S} + \frac{dq_S}{dt}\ ; \tag{11.23}$$

$$i_C = I_{CS} = \frac{Q_{BS}}{\tau_F}. \tag{11.24}$$

○ **Precizare.** Soluția ecuației (11.23) este valabilă numai pentru $q_S > 0$.

11.3.2. Comutarea tranzistorului bipolar în regiunea activă

Considerăm *tranzistorul* din figura 11.12 *în conexiunea EC*, pe baza căruia aplicăm semnalul de comutare v_i (fig. 11.13). Dacă V_F, $V_R \gg |v_{BE}|$, are loc o comutare în curent. Nivelul V_R menține tranzistorul în blocare, iar nivelul V_F comută tranzistorul în regiunea activă normală: $I_{BF} = V_F/R_b < I_{BS} = I_{CS}/\beta_F$, $I_{CS} = V_{CC}/R_c$. Procesele fizice implicate sînt de acumulare/extracție de purtători minoritari în regiunile neutre și de purtători majoritari în regiunile de trecere. În figura 11.13 sînt arătate formele de undă i_B, i_C, q_B, iar în figura 11.14 – variația în timp a distribuției de purtători minoritari în bază. În figura 11.13, *b* și *c* se definesc: timpul de întîrziere datorat descărcării capacităților de barieră la comutarea directă, t_{d1}, timpul de întîrziere datorat difuziei prin bază a purtătorilor minoritari, t_{d2}, timpul de creștere t_r și timpul de cădere t_f al curentului de colector. Trebuie observat că pentru $t < t_2^-$, $t > t_6^+$ gradientul purtătorilor este zero la colector ($i_C = 0$) și este diferit de zero pentru $t_2^+ < t < t_6^-(i_C \neq 0)$. Curentul i_B poate fi negativ la $t < t_4^+$ datorită sarcinii acumulate în bază. Curentul de bază rămîne constant ($i_B = -I_{BR}$) atît timp cît $v_{BE} < 0$, deci pînă la $t = t_7$, după care scade către zero. Între t_8 și t_7 are loc evacuarea sarcinii acumulate către joncțiunea colectorului și încărcarea capacităților de barieră ale joncțiunilor. Evacuarea sarcinii acumulate în bază se face prin trecerea purtătorilor minoritari înapoi în emitor și prin recombinare cu purtători majoritari asigurați de curentul de bază.

● **Timpul de întîrziere datorat descărcării capacităților de barieră** se poate calcula folosind metoda circuitului echivalent:

$$t_{d1} = (R_b + r_{bb'})(C_{je} + C_{jc})\ \ln\frac{V_F + V_R}{V_F - V_\gamma}, \tag{11.25}$$

unde V_γ este tensiunea de prag a joncțiunii emitor-bază.

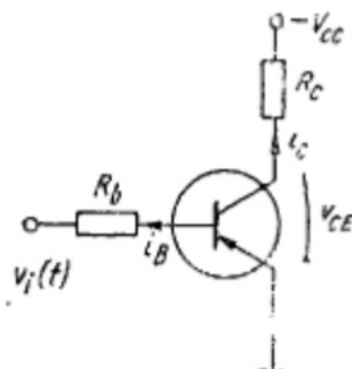


Fig. 11.12

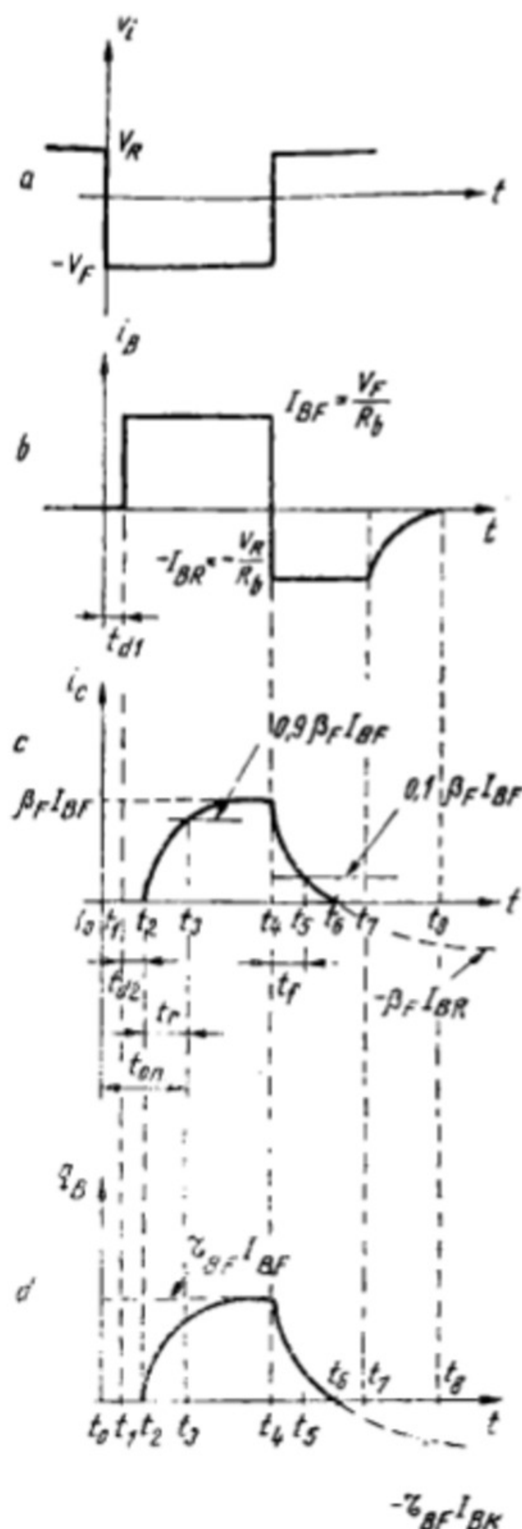


Fig. 11.13

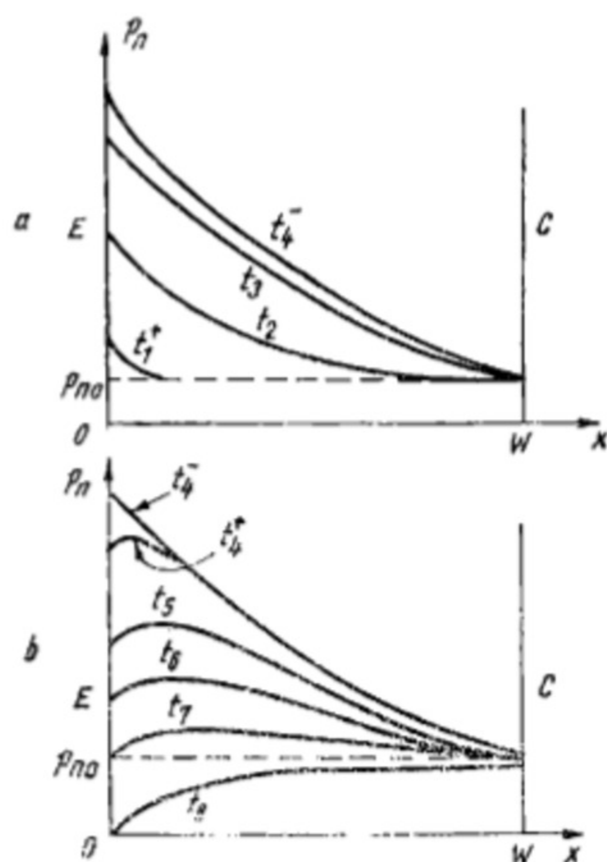


Fig. 11.14

● **Timpul de întîrziere datorat difuziei în bază** este:

$$t_{d2} \cong t_{tr}/3 = 1/3\omega_T, \tag{11.25, a}$$

unde t_{tr} este timpul de tranzit al purtătorilor prin bază în regim staționar, iar ω_T este frecvența de tăiere a tranzistorului.

● **Timpul de creștere** (fig. 11.13, *c*) se poate calcula folosind ecuațiile sarcinii (11.21) și (11.22), la care adăugăm relația $v_{CE} =$

$= -V_{CC} + R_c i_C$. Eliminînd între aceste relații pe q_B și v_{CE}, rezultă ecuația:

$$\frac{di_C}{dt} + \frac{i_C}{\tau_{BF} + \beta_F C_{jc} R_c} = \frac{i_B}{\tau_F + C_{jc} R_c}. \quad (11.26)$$

Luînd originea de timp la momentul t_2 (fig. 11.13), cu $i_B = I_{BF}$ și cu condiția inițială $i_C(0) = 0$ rezultă:

$$i_C = \beta_F I_{BF}\left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_{BF} + \beta_F C_{jc} R_c}\right)\right]. \quad (11.27)$$

Timpul de creștere se definește din condiția $i_C(t_r) = 0{,}9\beta_F I_{BF}$:

$$t_r = 2{,}3(\tau_{BF} + \beta_F C_{jc} R_c), \quad (11.28)$$

independent de curentul de comutare I_{BF}.

● **Timpul de comutare directă în regiunea activă** este:

$$t_{on} = t_{d1} + t_{d2} + t_r. \quad (11.29)$$

Din relațiile (11.22) și (11.27) se obține variația lui q_B la comutarea directă (reprezentată în figura 11.13, *d*):

$$q_B = \tau_{BF} I_{BF}\left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_{BF} + \beta_F C_{jc} R_c}\right)\right]. \quad (11.30)$$

● Pentru a determina **timpul de cădere** t_f, se rezolvă ecuația (11.21) cu $i_B = -I_{BR}$, luînd originea la momentul t_4 și cu condiția $i_C(0) = \beta_F I_{BF}$. Rezultă:

$$i_C = -\beta_F I_{BR} + \beta_F(I_{BF} + I_{BR})\exp[-t/(\tau_{BF} + \beta_F C_{jc} R_c)]. \quad (11.31)$$

Timpul de cădere se obține din condiția $i_C(t_f) = 0{,}1\beta_F I_{BF}$:

$$t_f = (\tau_{BF} + \beta_F C_{jc} R_c)\ln[(I_{BF} + I_{BR})/(0{,}1 I_{BF} + I_{BR})]. \quad (11.32)$$

Timpul de descreștere este cu atît mai mic cu cît raportul I_{BR}/I_{BF} este mai mare.

● **Timpul de comutare inversă din regiunea activă** este:

$$t_{off} = t_f. \quad (11.33)$$

Din relațiile (11.22) și (11.31) se obține variația lui q_B la comutarea inversă (fig. 11,13. *d*):

$$q_B = -\tau_{BF} I_{BR} + \tau_{BF}(I_{BF} + I_{BR})\exp\left(-\frac{t}{\tau_{BF} + \beta_F C_{jc} R_c}\right). \quad (11.31, a)$$

11.3.3. Comutarea tranzistorului bipolar în regiunea de saturație

Tranzistorul din figura 11.12 este comutat în saturație cu un curent de bază $I_{BF} > I_{BS}$. În figura 11.15 sînt arătate formele de undă i_B, i_C, q_B, iar în figura 11.16 — variația în timp a distribuției de purtători minoritari în bază. Se observă că la comutarea directă curentul de colector se limitează la valoarea de saturație $I_{CS} = V_{CC}/R_c$, iar la comutraea inversă curentul de colector rămîne la valoarea I_{CS} și după momentul t_5 de aplicare a semnalului de comutare, pentru o durată denumită *timp*

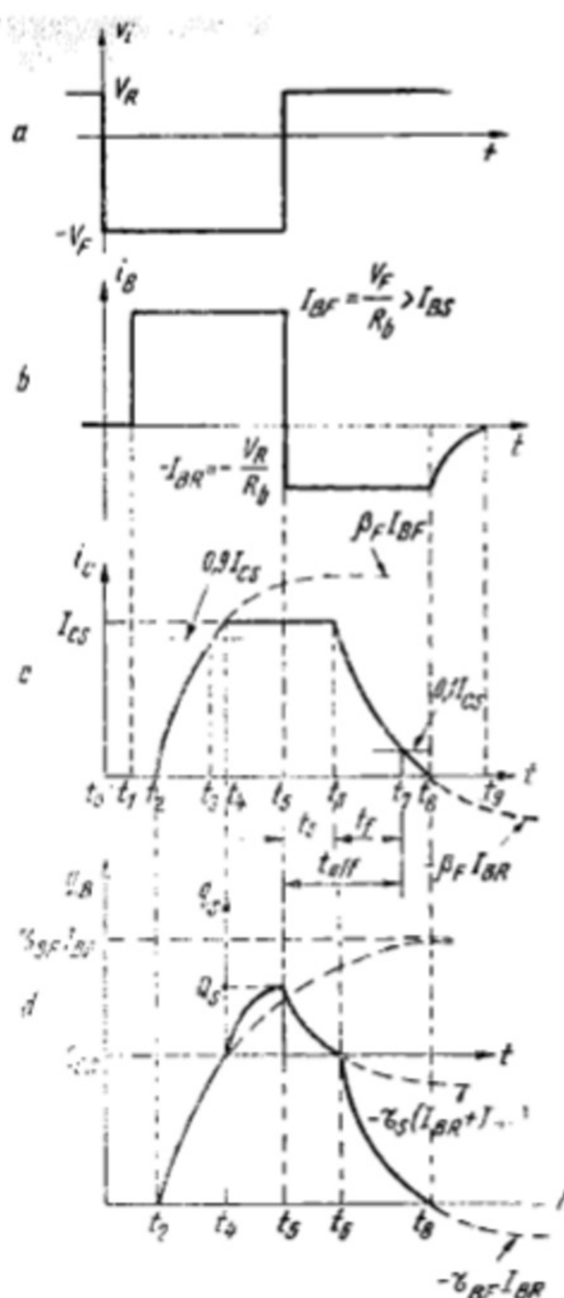


Fig. 11.15

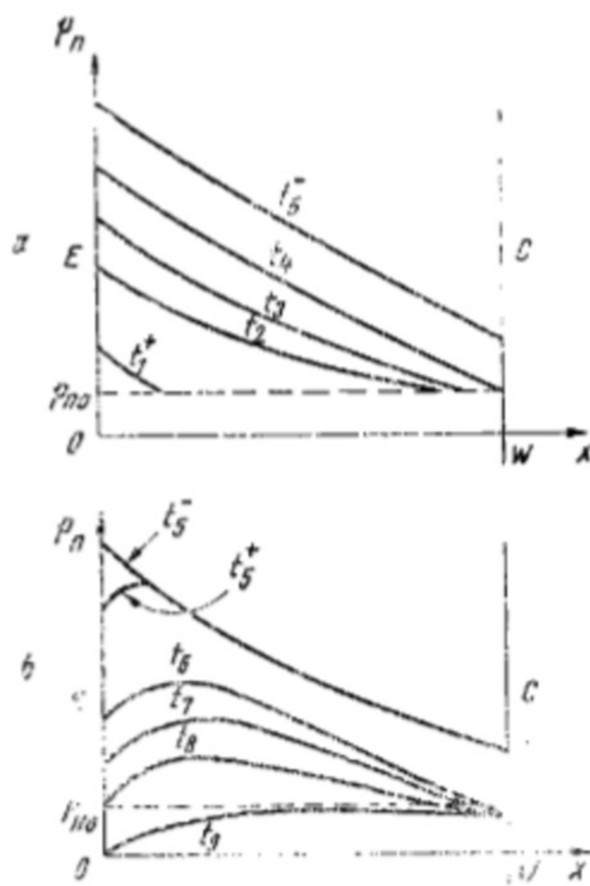


Fig. 11.16

de stocare t_S (fig. 11.15, *c*). În intervalul $t_4 \div t_6$ tranzistorul este în saturație. Pentru $t < t_2^-$, $t > t_8^+$ gradientul distribuției purtătorilor este zero la $x = W(i_C = 0)$ și este diferit de zero pentru $t_2^+ < t < t_8^-$. Gradientul la colector este același pentru momentele t_4, t_5, t_6, cînd $i_C = I_{CS}$. Curentul de bază rămîne constant ($i_B = -I_{BR}$) pînă la momentul t_8, cînd $v_{BE} = 0$, după care scade către zero.

● **Timpii de întîrziere** t_{d1} și t_{d2} se calculează cu relațiile (11.25) și (11. 25, *a*).

● **Timpul de creștere** t_r se determină din relația (11.27) valabilă în regiunea activă normală, cu condiția $i_C(t_r) = 0,9I_{CS}$:

$$t_r = (\tau_{BF} + \beta_F C_{jc} R_c) \ln \frac{\beta_F I_{BF}}{\beta_F I_{BF} - 0,9I_{CS}}. \qquad (11.34, a)$$

Rezultă că timpul de creştere la comutarea în saturaţie scade pe măsură ce curentul I_{BF} creşte.

● **Timpul de comutare directă în saturaţie** este dat de relaţia:

$$t_{on} = t_{d1} + t_{d2} + t_r. \tag{11.34, b}$$

Variaţia sarcinii pînă la intrarea în saturaţie ($t < t_4$) este dată de relaţia (11.30), reprezentată în figura 11.15, *d*. Sarcina q_S în exces faţă de cea acumulată la saturaţie incipientă $Q_{BS} = \tau_{BF} I_{BS}$ se obţine rezolvînd ecuaţia (11.23) cu $i_B = I_{BF} > I_{BS}$, luînd ca origine momentul t_4 şi cu condiţia iniţială $q_S(0) = 0$:

$$q_S = \tau_S(I_{BF} - I_{BS})[1 - \exp(-t/\tau_S)], \tag{11.35}$$

relaţie reprezentată în figura 11.15, *d* luînd ca nouă origine a axelor punctul (t_4, Q_{BS}).

La comutarea directă a tranzistorului din tăiere în saturaţie, timpul de comutare directă ia sfîrşit cînd tranzistorul ajunge la saturaţie incipientă (momentul t_4).

● **Timpul de stocare.** Procesul de stabilire a sarcinii stocate q_S în bază începe după atingerea saturaţiei incipiente şi continuă pînă cînd sarcina stocată în exces peste Q_{BS} atinge valoarea finală $Q_S = \tau_S(I_{BF} - I_{BS})$.

La comutarea inversă ($t = t_5$) curentul rămîne constant pe durata de stocare t_S pînă ce se evacuează toată sarcina Q_S stocată în exces peste Q_{BS}. După aceea începe evacuarea sarcinii Q_{BS} şi curentul de colector începe să scadă (momentul t_6).

Pentru calculul timpului de stocare se rezolvă ecuaţia (11.23) cu $i_B = -I_{BR}$, luînd ca origine de timp momentul t_5 şi cu condiţia iniţială $q_S(0) = Q_S = \tau_S(I_{BF} - I_{BS})$, obţinînd (fig. 11.15, *d*):

$$q_S = \tau_S(I_{BF} + I_{BR}) \exp(-t/\tau_S) - \tau_S(I_{BR} + I_{BS}). \tag{11.36}$$

Punînd condiţia $q_S(t_S) = 0$, rezultă timpul de stocare:

$$t_S = \tau_S \ln \frac{I_{BF} + I_{BR}}{I_{BS} + I_{BR}} \tag{11.37}$$

care creşte cu I_{BF}, dar scade cînd I_{BR} creşte.

● Pentru a determina **timpul de cădere** t_f, se rezolvă ecuaţia (11.21) cu $i_B = -I_{BR}$, luînd originea la momentul t_6 şi cu condiţia iniţială $i_C(0) = I_{CS} = \beta_F I_{BS}$. Se obţine:

$$i_C = -\beta_F I_{BR} + \beta_F(I_{BS} + I_{BR}) \exp[-t/\tau_{BF} + \beta_F C_{jc} R_c)]. \tag{11.38}$$

Punînd condiţia $i_C(t_f) = 0{,}1\beta_F I_{BS}$, rezultă timpul de cădere:

$$t_f = (\tau_{BF} + \beta_F C_{jc} R_c) \ln \frac{I_{BS} + I_{BR}}{0{,}1 I_{BS} + I_{BR}}. \tag{11.39}$$

Relaţia (11.39) arată că t_f scade cînd I_{BR}/I_{BS} creşte.

● **Timpul de comutare inversă din saturaţie** este:

$$t_{off} = t_S + t_f. \tag{11.40}$$

Din relațiile (11.22) și (11.38) se obține variația lui q_B după intrarea în regiunea activă normală:

$$q_D = -\tau_{BF}I_{BR} + \tau_{BF}(I_{BS} + I_{BR})\exp[-t/\tau_{BF} + \beta_F C_{jc}R_c)] \quad (11.41)$$

reprezentată în figura 11.15, *d*.

În Anexa A.11.2 se prezintă tranzistoare bipolare pentru comutare, precum și circuite pentru reducerea timpilor de comutare și pentru măsurarea constantelor τ_{BF}, τ_F, τ_S.

11.4. REGIMUL DE COMUTARE AL TRANZISTOARELOR CU EFECT DE CÎMP

● **Particularități.** Tranzistoarele cu efect de cîmp funcționînd în regim de comutare au o serie de proprietăți care le deosebesc de tranzistoarele bipolare.

Astfel, *rezistența lor de ieșire în stare blocată* este $10^8 - 10^{12}\ \Omega$, cu 2—3 ordine de mărime mai mare față de tranzistoarele bipolare. *In stare de conducție* ele prezintă o rezistență de ieșire de $10^4 - 10^5\ \Omega$ pentru TECJ și $10^3 - 10^4\ \Omega$ pentru TECMOS în regiunea de saturație și $1 - 10^3\ \Omega$ în regiunea liniară, unde de fapt se folosesc în regim de comutare pentru ca tensiunea pe tranzistor să fie mică (tranzistoarele bipolare au comparativ în regiunea de saturație o rezistență de ieșire numai de $1 - 30\ \Omega$). În regiunea liniară rezistența de ieșire este funcție de tensiunea pe poartă, care variază între zero și tensiunea de prag V_P la TECJ, putînd lua valori de ambele polarități la TECMOS cu canal inițial.

În ce privește *rezistența de intrare*, aceasta este de $10^8 - 10^9\ \Omega$ la TECJ și $10^{12} - 10^{14}\ \Omega$ la TECMOS.

Referitor la *procesele tranzitorii ce au loc în regim de comutare*, deosebirea fundamentală între TEC și tranzistoarele bipolare este aceea că primele, funcționînd cu purtători majoritari, nu sînt afectate de fenomenele de acumulare de sarcină, răspunsul lor fiind mai rapid. Intervin însă, după cum vom vedea, elemente parazite care influențează comportarea TEC în regim de comutare.

● **Procesele fizice în regim de comutare pentru un TECJ.** Considerăm circuitul de comutare din figura 11.17 cu un *TECJ cu canal n*. Nivelul $-V_{GG}$ menține tranzistorul blocat ($V_{GG} > |V_P|$), iar comutarea directă se face către $v_G = 0$. În regim de blocare canalul este strangulat pe toată lungimea sa. Capacitatea de barieră a joncțiunii poartă-canal, precum și rezistența canalului (dependente de tensiunea poartă-canal) au un caracter distribuit, dar le putem modela cu elemente concentrate ca în figura 11.18, unde R_c și C_{gc} sînt *parametrii de semnal mare*, care se definesc ținînd cont de excursia punctului de funcționare între blocare și conducție. Aplicarea semnalului de comutare directă la $t = 0$ produce descărcarea lui C_{gc} prin R_c, astfel că tensiunea pe C_{gc} nu variază instantaneu; procesul de deblocare a canalului are loc în timp finit (fig. 11.17, *c*). La comutarea inversă asistăm la încărcarea lui C_{gc} către tensiunea de blocare $-V_{GG}$. Tensiunea variabilă $v_G(t)$ este cea care comandă deschiderea canalului și deci apariția curentului de drenă. Curentul de drenă fiind de purtători majoritari, este comandat instantaneu de v_G în sensul că

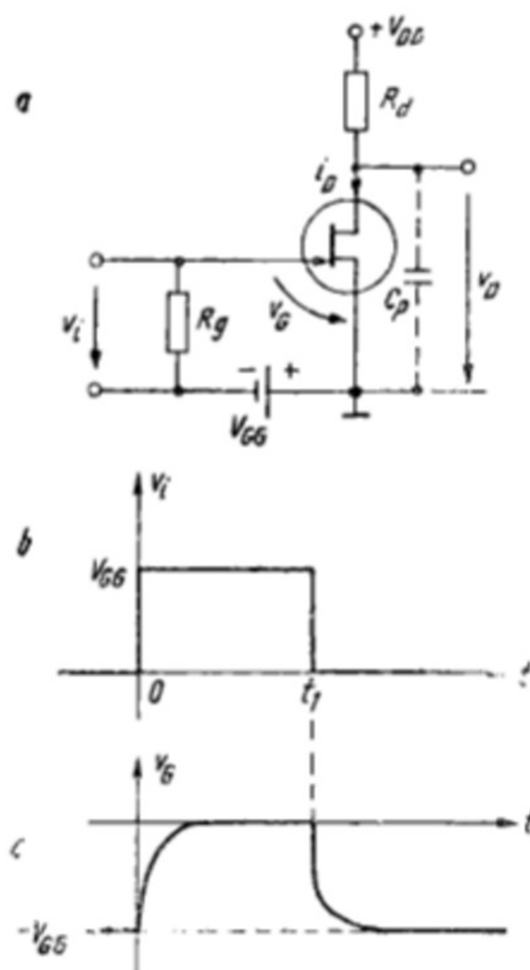


Fig. 11.17

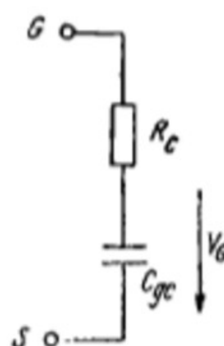


Fig. 11.18

timpul de tranzit al purtătorilor majoritari prin canal este neglijabil. Relația $i_D = i_D(v_G, v_D)$ de regim staționar poate fi aplicată și în regim tranzitoriu. Rezultă timpi de comutare de ordinul zeci de nanosecunde (maximum), deci mult mai mici decît la tranzistorul bipolar. La TEC vom ține seama de elementele parazite ale montajului și în special de capacitatea parazită C_p de pe drenă. Regimul tranzitoriu al acestor elemente parazite are o constantă de timp mult mai mare decît cea corespunzătoare regimului tranzitoriu al tranzistorului însuși; în consecință, *comportarea TEC în regim de comutare este determinată de elementele parazite*. Neglijînd timpul de comutare propriu al tranzistorului (rezistența R_c din figura 11.18), regimul de comutare poate fi descris cu circuitul echivalent din figura 11.19.

● **Pentru un TECMOS**, procesele fizice sînt aceleași și pentru studiul regimului de comutare putem întrebuința tot schema echivalentă din figura 11.19.

● **Excursia punctului de funcționare în regim de comutare** poate fi urmărită în planul caracteristicilor de ieșire, relația $i_D = i_D(v_G, v_D)$ păstrîndu-se în regim tranzitoriu. Pentru cazul TECJ din figura 11.17 acest lucru este arătat în figura 11.20.

Punctul *1* corespunde *stării de blocare* cu $v_G = -V_{GG}$. Dacă sursa de semnal are impedanță mică, la momentul $t = 0$, C_{gc} se descarcă instantaneu și punctul de funcționare trece instantaneu în *2* la $v_G = 0$ și

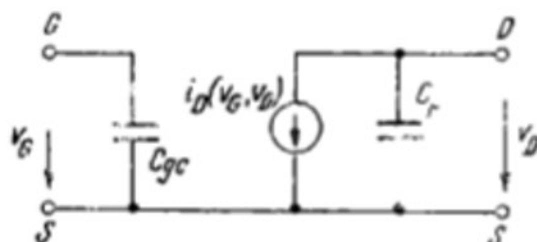
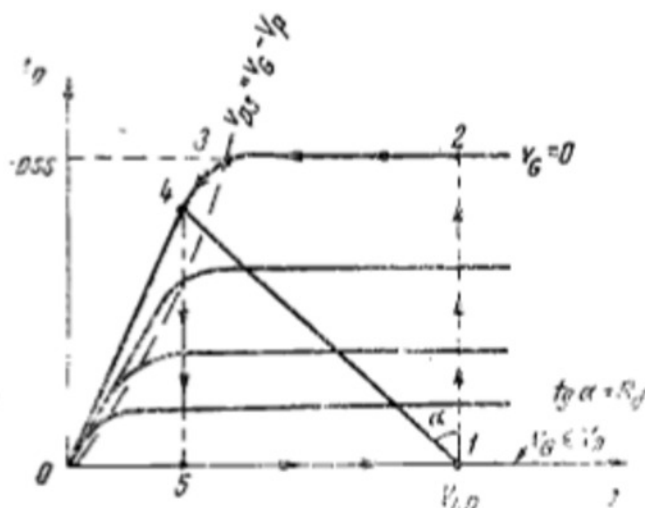


Fig. 11.19


Fig. 11.20

$i_D = I_{DSS}$. Urmează procesul de descărcare a condensatorului C_p de la tensiunea V_{DD} către tensiunea corespunzătoare stării de conducție (punctul *4*, aflat la intersecția caracteristicii de $v_G = 0$ cu dreapta de sarcină R_d). Legea de variație a lui v_D se obține din:

$$i_D = -C_p \frac{dv_D}{dt}. \tag{11.42}$$

În regiunea de saturație i_D este:

$$i_D = I_{DS} = I_{DSS}\left(1 - \frac{v_G}{V_P}\right)^2, \; I_{DSS} = \frac{1}{2} G(V_0 - V_P), \tag{11.43}$$

unde G este conductanța constructivă a canalului. *În regiunea liniară* putem aproxima caracteristicile de ieșire cu relația:

$$i_D = G\left(1 - \frac{V_0 - v_G}{V_0 - V_P}\right) v_D. \tag{11.44}$$

Excursia între punctele *2* și *3* are loc la curent constant $i_D = I_{DS}|_{v_G=0} = I_{DSS}$ și, avînd în vedere că $V_2 = V_{DD}$ și $V_3 = v_{DS}|_{v_G=0} = -V_P$, rezultă timpul de comutare între punctele *2* și *3*:

$$t_{23} = C_p(V_{DD} + V_P)/I_{DSS}. \tag{11.45}$$

Timpul de comutare între punctele *3* și *4* se obține folosind relația (11.44) în ecuația (11.42). Se obține o ecuație diferențială liniară de ordinul întîi care se rezolvă cu condiția inițială $v_D(0) = V_3 = -V_P$, iar t_{34} se obține cu condiția $v(t_{34}) = V_4$; V_4 rezultă din intersecția dreptei (11.44) cu dreapta $V_{DD} = v_D + R_d i_D$. Timpul de comutare directă este $t_{on} = t_{23} + t_{34}$. La momentul t_1 (fig. 11.17) începe comutarea inversă. Între punctele *4* și *5* trecerea se face instantaneu (încărcarea lui C_{gc} la tensiunea $-V_{GG}$). Trecerea între punctele *5* și *1* se face în timp finit (t_{51}) corespunzător încărcării condensatorului C_p de la tensiunea V_5 la tensiunea $V_1 = V_{DD}$ și timpul de comutare inversă este $t_{off} = t_{51}$.

● În figura 11.21, *a* se arată un **inversor cu sarcină activă** care constituie *celula de bază a circuitelor integrate digitale MOS*. Tranzistorul

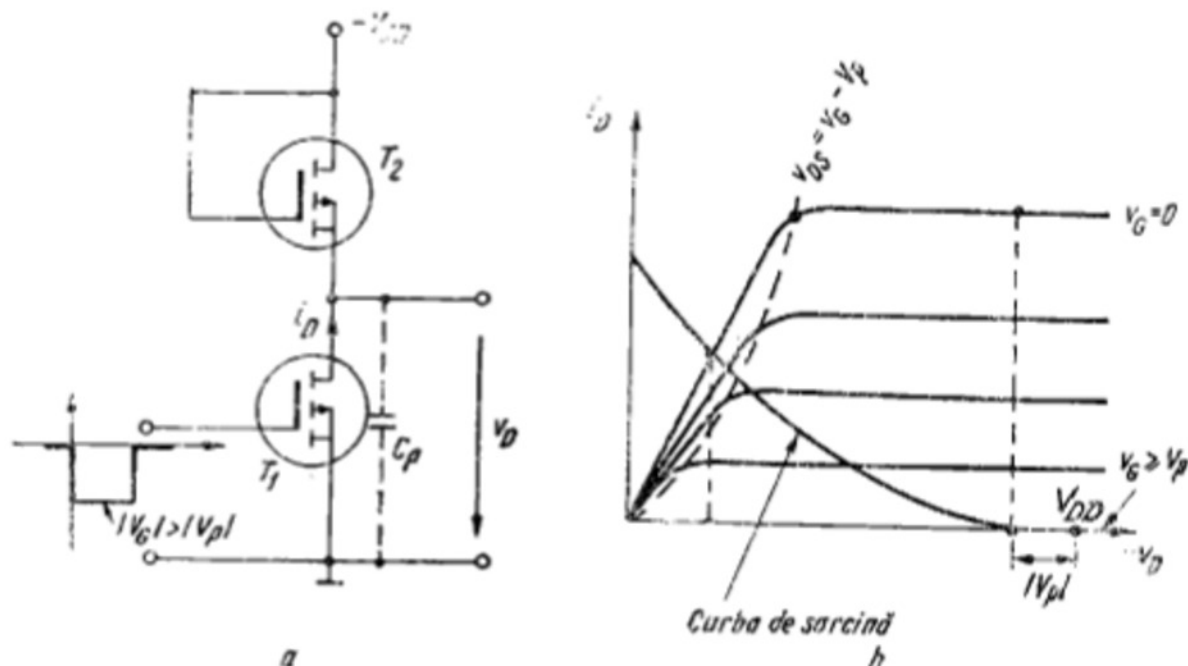


Fig. 11.21

T_2 reprezintă o sarcină activă pentru T_1. T_2 lucrează în regiunea de saturație ($|v_{D2}| = |v_{G2}| > |v_{G2}| - |V_P|$) și, datorită neliniarității caracteristicilor lui T_2, în planul de ieșire al tranzistorului T_1 va apărea o curbă de sarcină (fig. 11.21, *b*). Sînt cazuri în care T_2 lucrează nesaturat. Pentru aceasta, poarta lui se conectează la un potențial $V_{GG} \gg V_{DD} + |V_P|$, ($|v_{D2}| = V_{DD} - |v_D|$, $|v_{G2}| = V_{GG} - |v_D|$, $|v_{D2}| < |v_{G2}| - |V_P|$).

○ **Observație.** Ca și în cazul studiat anterior, cu sarcină rezistivă, timpii de comutare ai inversorului sînt mai mici decît constanta de timp a elementelor parazite exterioare, reprezentate prin C_p.

Studiul regimului de comutare se face în planul caracteristicilor statice de ieșire ale lui T_1. Pe lîngă relația (11.42), se adaugă pentru T_1:

$$i_D = I_{DS} = \frac{\beta}{2}(v_G - V_P)^2 \tag{11.46}$$

cînd se află în regiunea de saturație și:

$$i_D = \beta\left[(v_G - V_P)v_D - \frac{v_D^2}{2}\right] \tag{11.47}$$

înainte de saturație. Aceleași relații sînt folosite și pentru sarcina T_2 cu $v_{G2} = -V_{DD} - v_D$ în relația (11.46), cînd T_2 lucrează în saturație și cu $v_{G2} = -V_{GG} - v_D$ și $v_{D2} = -V_{DD} - v_D$ în relația (11.47) cînd T_2 lucrează în regiunea nesaturată.

Capitolul 12

ZGOMOTUL ELECTRIC

12.1. NATURA ZGOMOTULUI ELECTRIC

12.1.1. Generalități

Există o limită inerentă a amplificării care se poate obține de la un amplificator. Fie

$$A_p = \frac{P_o}{P_i} \tag{12.1}$$

amplificarea în putere, definită ca raportul dintre puterea semnalului la ieșire (P_o) și puterea semnalului la intrare (P_i). P_o este impusă pe o sarcină dată, iar etajul de ieșire al amplificatorului se proiectează în consecință. P_i nu poate scădea sub orice nivel deoarece semnalul se „îneacă" în „zgomot". Ca urmare, la un $P_o =$ dat, A_p nu poate fi oricît de mare.

În sens restrîns, prin **zgomot** înțelegem *un semnal electric* (curent sau tensiune) *fluctuant, cu o variație întîmplătoare în timp*. El își are originea în fenomenele fizice microscopice care au loc în elementele de circuit (a se vedea paragrafele următoare).

În sens mai larg, termenul de zgomot se folosește pentru orice semnal perturbator. De pildă, așa-zisul *zgomot de rețea* (sau *brumul*) constă de fapt în prezența componentelor alternative ale tensiunii de la rețea redresate și imperfect filtrate în sursa de alimentare a circuitului electronic studiat.

Să considerăm, spre exemplu, un amplificator audio fără semnal la intrare, cu amplificarea reglată la maximum. În difuzorul conectat la ieșirea amplificatorului se aude un „fîșîit" caracteristic (de aici — și termenul de zgomot). Acesta este efectul acustic al fluctuațiilor electrice din circuit, care apar la ieșire amplificate.

Noțiunea de zgomot (electric) se folosește în domeniul circuitelor electronice indiferent dacă fluctuațiile electrice pot fi puse sau nu în evidență pe cale acustică.

Sursele de zgomot electric se caracterizează printr-o anumită *densitate spectrală*. Dacă această densitate este uniformă într-o bandă largă de frecvențe, avem de-a face cu un *zgomot alb*. Denumirea a apărut printr-o analogie din optică: lumina albă conține toate culorile (radiații luminoase de diverse frecvențe).

12.1.2. Zgomotul termic

Zgomotul termic este asociat agitației termice a purtătorilor de sarcină care asigură transportul curentului.

Generatorul de zgomot echivalent unui rezistor. Electronii liberi (care participă la conducție) au în timp fluctuații ale energiei în jurul valorii celei mai probabile (fluctuații statistice). Se știe că mișcarea de agitație termică este aceea care determină energia cinetică a electronilor; cîmpul electric aplicat din exterior are o influență neglijabilă. Energia cinetică medie este proporțională cu temperatura absolută. Cu cît temperatura rezistorului este mai ridicată, cu atît agitația termică este mai intensă.

Fluctuațiile de energie (deci de viteză) ale electronilor liberi determină apariția unui curent fluctuant prin rezistorul respectiv sau, în mod echivalent, a unei tensiuni fluctuante la borne.

Media în timp a curentului fluctuant i_n (sau a tensiunii fluctuante v_n) este zero

$$\overline{i_n(t)} = 0; \quad \overline{v_n(t)} = 0, \tag{12.2}$$

Media pătratică a acestor mărimi este diferită de zero.

Pentru $\overline{v_n(t)^2} \neq 0$ se folosește notația V_n^2, pentru a desemna pătratul valorii efective. În cazul zgomotului termic se aplică *formula lui Nyquist*:

$$V_n^2 = (4kTR)\Delta f, \tag{12.3}$$

unde $k = 1{,}38 \cdot 10^{-23}$ W s K^{-1} este constanta lui Boltzmann, T — temperatura absolută (K), R rezistența electrică (ohmi) a rezistorului considerat, Δf banda de frecvențe (Hz) în care se măsoară zgomotul.

Proporționalitatea cu kT în relația (12.3) este naturală deoarece kT este o măsură a energiei cinetice medii a electronului de conducție.

Puterea de zgomot V_n^2/R este aceeași pe unitatea de bandă (1 Hz) indiferent de frecvența în jurul căreia se face măsurătoarea. Densitatea spectrală este constantă: zgomotul termic este un *zgomot alb*.

Un rezistor poate fi echivalat ca în figura 12.1, *a*: el este o sursă de zgomot $V_n = \sqrt{4\,kTR(\Delta f)}$ în serie cu rezistența electrică R. Schema echivalentă Thévenin din figura 12.1, *a* poate fi transformată în schema echivalentă Norton din figura 12.1, *b*.

● Figura 12.2 arată cum se calculează **zgomotul echivalent a două rezistoare în serie,** R_1 și R_2. Tensiunile de zgomot se însumează pătratic, $V_n^2 = V_{n1}^2 + V_{n2}^2$. Ca urmare, generatorul de zgomot echivalent care apare

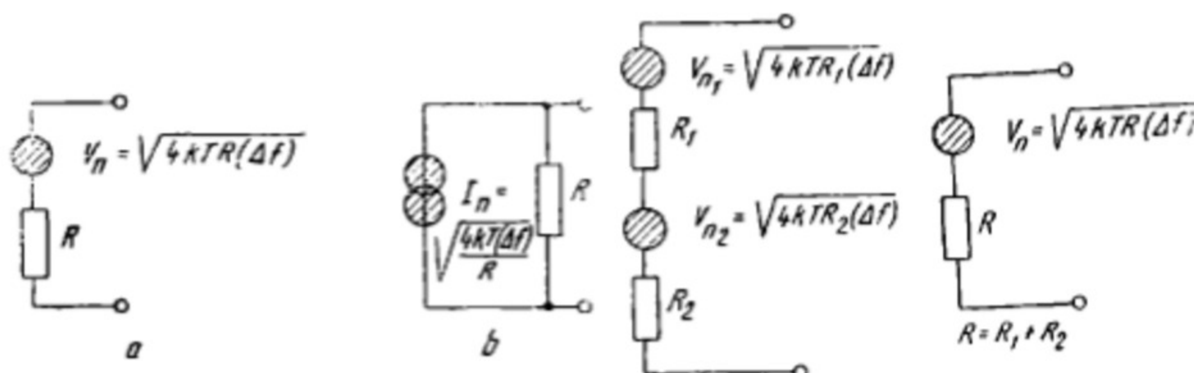


Fig. 12.1 Fig. 12.2

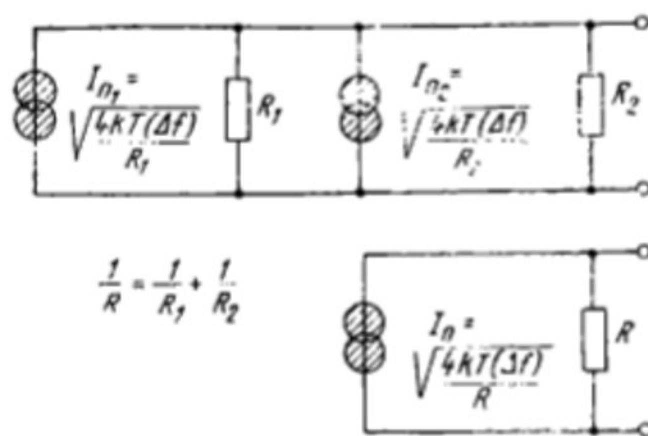


Fig. 12.3

în serie cu rezistența echivalentă $R = R_1 + R_2$ se calculează cu formula Nyquist în care rezistența este $R_1 + R_2$.

● **Generatorul de zgomot echivalent pentru două rezistențe legate în paralel** se determină însumînd pătratic curenții, $I_n^2 = I_{n1}^2 + I_{n2}^2$ (fig. 12.3). Curentul de zgomot al generatorului echivalent care apare în paralel cu rezistența echivalentă R are expresia

$$I_n^2 = \frac{4kT}{R}\Delta f, \quad \frac{1}{R} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}. \tag{12.4}$$

○ **În concluzie,** *zgomotul termic echivalent al unei configurații de rezistoare este egal cu zgomotul termic al rezistorului electric echivalent.*

○ **Observație.** Nu numai rezistoarele au zgomot termic ci și dispozitivele semiconductoare (a se vedea mai departe).

12.1.3. Zgomotul de alice (Schottky)

Zgomotul de alice este asociat emisiei sarcinii electrice care susține curentul electric. Se datorește naturii discrete a sarcinii electrice.

Curentul continuu este suma curenților individuali asociați fiecărui purtător de sarcină în parte. Acest curent are totuși fluctuații (are o componentă variabilă $i_n(t)$, cu $\overline{i_n^2} \neq 0$) datorită fluctuației emisiei (sau injecției) de purtători în zona în care are loc conducția.

Curentul de zgomot este dat de

$$I_n^2 = 2qI_0\Delta f, \tag{12.5}$$

unde $q = 1{,}6 \cdot 10^{-19}$C este sarcina unui electron, iar I_0 — curentul continuu considerat.

Zgomotul de alice este un *zgomot alb*. Este de asemenea prezent în dispozitivele semiconductoare.

12.1.4. Zgomotul 1/f

Anumite fenomene din semiconductoare (de pildă, captarea purtătorilor de sarcină la suprafață) dau naștere unei componente a zgomotului care are o densitate spectrală neuniformă. Dependența este de tipul

$$V_n^2 = \frac{const}{f^\alpha}; \tag{12.6}$$

uneori $\alpha \cong 1$, de unde și denumirea de zgomot tip $1/f$.

Un astfel de zgomot prezintă de pildă dioda Schottky (capitolul 4), ceea ce limitează utilizarea ei ca detector la frecvențe joase.

12.2. ZGOMOTUL ÎN AMPLIFICATOARE

12.2.1. Factorul de zgomot

● **Evaluarea zgomotului propriu al unui amplificator** (sau al unui dispozitiv amplificator, cum este tranzistorul de pildă) se face cu ajutorul *factorului de zgomot*, F, definit după cum urmează.

Considerăm un amplificator cu amplificarea în putere A_p. Fie P_i puterea semnalului la intrare, P_o — puterea semnalului la ieşire, P_n — puterea zgomotului la intrare, $P_{n,tot}$ — puterea totală de zgomot la ieşire. În general

$$P_{n,tot} > A_p P_n, \tag{12.7}$$

în timp ce $P_o = A_p P_i$, ceea ce înseamnă că amplificatorul introduce propriul său zgomot (deoarece conţine rezistenţe, dispozitive electronice).

Factorul de zgomot este

$$F = \frac{P_{n,tot}}{P_n \cdot A_p} > 1 \tag{12.8}$$

($F = 1$ corespunde cazului ideal al amplificatorului fără zgomot). Relaţia (12.8) se mai scrie

$$F = \frac{P_i/P_n}{P_o/P_{n,tot}} \tag{12.9}$$

sau

$$\underbrace{10 \lg\left(\frac{P_o}{P_{n,tot}}\right)}_{\substack{\text{Raportul semnal-}\\ \text{zgomot la ieşire, în}\\ \text{decibeli (dB)}}} = \underbrace{10 \lg\left(\frac{P_i}{P_n}\right)}_{\substack{\text{Raportul semnal-}\\ \text{zgomot la}\\ \text{intrare, în decibeli}}} - \underbrace{10 \lg F}_{\substack{\text{Factorul de zgomot}\\ \text{al amplificatorului,}\\ \text{în decibeli}}} \tag{12.10}$$

● **Dacă se conectează în cascadă mai multe amplificatoare** (etaje de amplificare), atunci zgomotul cel mai important din punctul de vedere al întregului amplificator este cel al primului bloc (etaj) de amplificare. Aceasta se intuieşte uşor : zgomotului primului etaj este amplificat de toate celelalte etaje.

12.2.2. Rezistenţa optimă a generatorului de semnal

Generatorul de semnal este în acelaşi timp o sursă de zgomot*, corespunzătoare rezistenţei interne a acestui generator (zgomot termic). În acest paragraf vom arăta că există o rezistenţă optimă a genratorului

* Banda amplificatorului nu trebuie să depăşească mărimea necesară pentru amplificarea semnalului, deoarece zgomotul este proporţional cu banda.

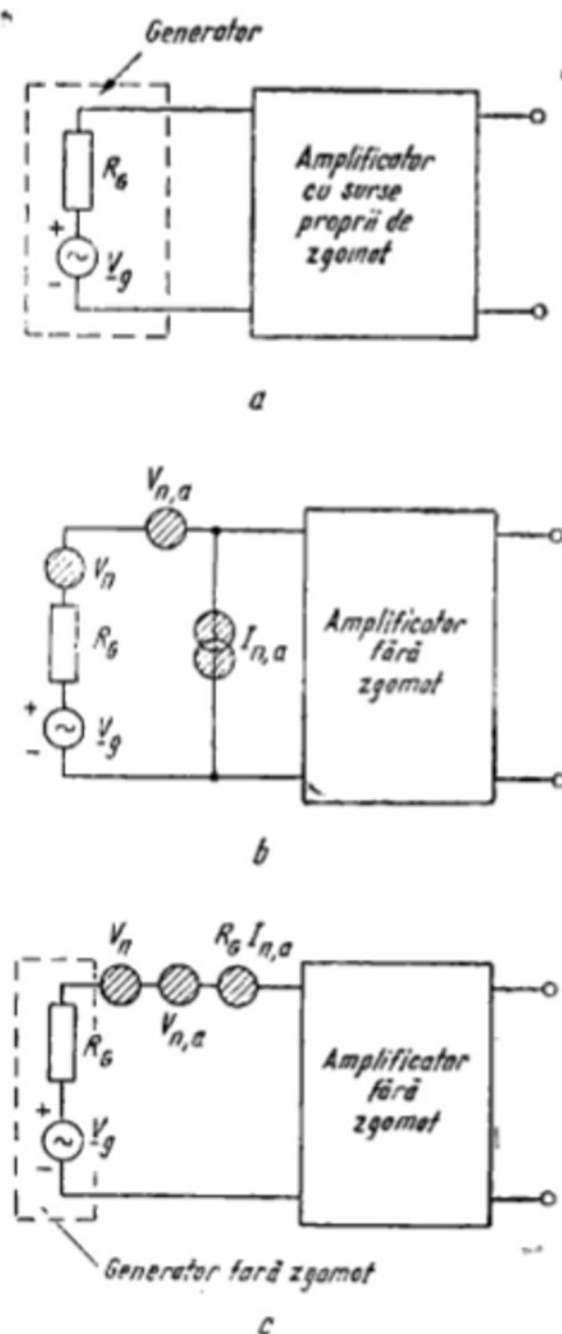


Fig. 12.4

de semnal *din punctul de vedere al zgomotului introdus de amplificator.*

Zgomotul intern al unui amplificator (fig. 12.4, *a*) poate fi *raportat la intrare.* Acest zgomot este reprezentat în figura 12.4, *b* prin două generatoare: un generator de curent $I_{n,a}$, în paralel, şi un generator de tensiune $V_{n,a}$. Zgomotul termic al rezistenţei generatorului este reprezentat prin V_n.

Admitem că cele două surse de zgomot „ale amplificatorului" sînt independente (zgomotele corespunzătoare sînt *necorelate*).

Pentru comoditate, se va introduce o rezistenţă de zgomot serie, $R_{n,s}$, şi o rezistenţă de zgomot paralel, $R_{p,s}$:

$$V_{n,a}^2 = 4kTR_{n,s}\Delta f;\ I_{n,a}^2 = \frac{4kT}{R_{n,p}}\Delta f. \tag{12.11}$$

Aceste mărimi trebuie considerate în general ca *nişte simple notaţii:* zgomotul modelat în acest mod nu este neapărat zgomot termic.

Aplicînd principiul superpoziţiei (generatoare independente) şi teorema Thévenin, circuitul din figura 12.4, *b* se transformă în cel din figura 12.4, *c*. Conform definiţiei factorului de zgomot, se poate scrie

$$F = \frac{V_n^2 + V_{n,a}^2 + R_G^2 \cdot I_{n,a}^2}{V_n^2} = \tag{12.12}$$

$$= 1 + \left(\frac{V_{n,a}}{V_n}\right)^2 + R_G^2\left(\frac{I_{n,a}}{V_n}\right)^2$$

şi folosind relaţiile (12.11)

$$F = 1 + \frac{R_{n,s}}{R_G} + \frac{R_G}{R_{n,p}} = F(R_G), \tag{12.13}$$

deci *factorul de zgomot al amplificatorului depinde într-adevăr de rezistenţa internă a generatorului,* R_G.

Presupunînd $R_{n,s}$ şi $R_{n,p}$ date, se pune problema determinării unei eventuale valori optime a lui R_G. Calcule matematice elementare ne dau

$$F_{opt} = F_{min} = 1 + 2\sqrt{\frac{R_{n,s}}{R_{n,p}}} \tag{12.14}$$

pentru

$$R_G = R_{G,\,opt} = \sqrt{R_{n,\,s} R_{n,\,p}}. \qquad (12.15)$$

Rezistența optimă din punctul de vedere al zgomotului nu corespunde transferului maxim de putere.

De fapt, etajul (etajele) de intrare se optimizează din punctul de vedere al zgomotului, în timp ce problema atingerii puterii cerute se pune pentru etajul de ieșire.

12.3. ZGOMOTUL DISPOZITIVELOR SEMICONDUCTOARE

12.3.1. Zgomotul tranzistorului bipolar

Zgomotul tranzistorului bipolar este zgomot alb într-o bandă largă de frecvențe. *La frecvențe joase* (de pildă sute de kHz) se face simțit zgomotul de tip $1/f$. Zgomotul crește de asemenea *la frecvențe înalte* (de ordinul $\sqrt{\beta_F} f_\beta$).

În banda de frecvențe medii, zgomotul tranzistorului poate fi reprezentat ca în figura 12.5. Comparînd cu figura 12.4, *b* și relația (12.11), rezultă

$$R_{n,\,s} = r_{bb'} + \frac{1}{2g_m}\,;\; R_{n,\,p} = \frac{2\beta_F}{g_m}. \qquad (12.16)$$

Generatorul de tensiune de zgomot din figura 12.5 cumulează două efecte:

— zgomotul termic al lui $r_{bb'}$;

— zgomotul de alice al curentului de colector (termenul al doilea din expresia lui $R_{n,\,s}$).

Generatorul de curent de zgomot din figura 12.5 corespunde zgomotului de alice al curentului de bază.

Factorul de zgomot minim se obține din relațiile (12.14) și (12.16):

$$F_{min} = 1 + \frac{1 + 2g_m r_{bb'}}{\beta_F} \qquad (12.17)$$

pentru o rezistență a generatorului de semnal egală cu valoarea optimă

$$R_{G,\,opt} = \frac{1}{g_m}\sqrt{\beta_F(1 + 2r_{bb'}g_m)}. \qquad (12.18)$$

Luînd $r_{b'e} = \beta_F/g_m$, rezultă

$$R_{G,\,opt} \cong r_{b'e}\sqrt{\frac{1 + 2r_{bb'}g_m}{\beta_F}} = r_{b'e}\sqrt{\frac{1}{\beta_F} + \frac{2r_{bb'}}{r_{b'e}}} \qquad (12.19)$$

și, eventual, $R_{G,\,opt} \cong \sqrt{2r_{bb'}r_{b'e}}$. În conexiunea *EC* rezistența de intrare este $h_{ie} = r_{bb'} + r_{b'e} \cong r_{b'e}$. Din punctul de vedere al transferului maxim de putere (adaptare), rezistența optimă a generatorului este aproximativ egală cu $r_{b'e}$

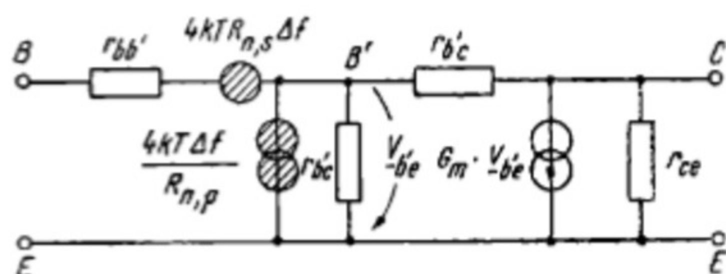


Fig. 12.5

şi diferită de rezistența (12.19) aleasă din considerente de zgomot minim. Totuşi, pentru curenţi de colector de ordinul a cîţiva mA, $R_{G,\,opt}$ din relaţia (12.19) este comparabil ca ordin de mărime cu valoarea lui R_G corespunzătoare adaptării. Acesta este încă un avantaj al conexiunii EC.

Se poate arăta că în celelalte conexiuni (CC şi BC) factorul de zgomot are valori apropiate. Rezistenţa $R_{G,\,opt}$ este însă mult diferită de cea corespunzătoare adaptării.

Pentru un R_G oarecare, F prezintă un minim *la un anumit curent de colector*. Presupunînd că R_G şi β_F sînt date în expresia (12.13), unde $R_{n,\,s}$ şi $R_{n,\,p}$ au valorile din relaţiile (12.16), prin derivarea lui $F = F(g_m)$ se obţine

$$g_{m,\,opt} = \sqrt{\beta_F}/R_G \tag{12.20}$$

de unde şi un curent I_C optim (F minim).

Admiţînd $R_G = R_{G,\,opt}$ şi I_C variabil, se obţine cea mai mică valoare posibilă a lui F_{min}: din expresia (12.17) observăm că în zona curenţilor medii ($\beta_F \cong const$) F_{min} scade cu scăderea lui $g_m = qI_C/kT$. Totuşi, la curenţi mici scăderea lui β_F cu scăderea lui I_C este importantă şi determină sensul de variaţie al lui F_{min} cu I_C. Există o valoare optimă a lui I_C care corespunde minimului lui F_{min} (deja optimizat prin alegerea lui R_G). Acest optim apare la curenţi de ordinul zecilor de microamperi. Etajul de intrare (a cărui contribuţie la factorul de zgomot al întregului amplificator este esenţială) va fi proiectat în consecinţă.

12.3.2. Zgomotul tranzistoarelor cu efect de cîmp

Sursele de zgomot în tranzistorul cu efect de cîmp cu poartă-joncţiune sînt:

— zgomotul termic al canalului;

— zgomotul termic al rezistenţelor parazite în serie cu canalul (neglijat mai jos);

— zgomotul de alice al curentului de poartă;

— zgomotul de generare — recombinare în regiunea de sarcină spaţială adiacentă canalului, care se manifestă ca un zgomot în exces la joasă frecvenţă.

Zgomotul termic al canalului se modelează printr-o rezistenţă de zgomot serie $R_{n,\,s}$ (paragraful 12.2.2). Această rezistenţă este egală cu K/g_m, unde g_m este panta tranzistorului, iar K -- un coeficient numeric (comparabil cu unitatea) care depinde de polarizarea dispozitivului. Acest zgomot se poate corecta cu un factor care înglobează zgomotul în exces de la joasă frecvenţă.

Zgomotul de alice al curentului de poartă se modelează printr-o rezistenţă paralel (generator de curent de zgomot în paralel la intrare). Acest zgomot este în general neglijabil (cel puţin atît timp cît rezistenţa generatorului nu depăşeşte sute de kiloohmi).

○ **Notă.** *Tranzistorul MOS* este caracterizat, similar, de un zgomot termic al canalului. La joasă frecvenţă apare un zgomot $1/f$ asociat fenomenelor de captură şi emisie a purtătorilor la interfaţa oxid-semiconductor.

Capitolul 13

AMPLIFICATOARE DE SEMNAL MIC

13.1. GENERALITĂŢI

13.1.1. Amplificatoare electronice

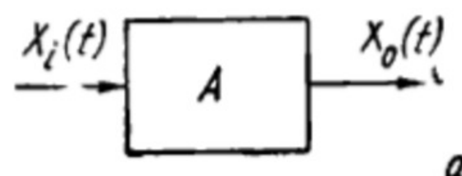
Figura 13.1, *a* reprezintă un amplificator. Se indică semnalul de intrare $X_i(t)$ şi semnalul de ieşire $X_0(t)$. Mărimile X_i şi X_0 pot fi, independent una de cealaltă, tensiuni sau curenţi. Este necesar ca *forma* semnalului de la ieşire să o reproducă pe cea de la intrare, eventual cu o anumită întîrziere, τ

$$X_0(t) = AX_i(t - \tau). \tag{13.1}$$

Caracteristic amplificatoarelor electronice este faptul că semnalul de la ieşire (identic ca formă cu cel de la intrare) are o *putere mai mare*. Amplificarea în putere este posibilă cu ajutorul tranzistoarelor, tuburilor electronice sau al diodelor cu rezistenţă negativă (capitolul 9). Tranzistorul, de pildă, joacă rolul unui „ventil" care comandă, în ritmul semnalului aplicat, puterea debitată în sarcină de o sursă de tensiune continuă (capitolul 1).

Datorită faptului că puterea de ieşire a unui *etaj* cu unul sau două tranzistoare se obţine în principal pe seama alimentării în curent continuu, valoarea amplificării în putere a etajului în multe situaţii nu este importantă. Mai des se caracterizează etajul prin raportul amplitudinilor semnalelor de ieşire şi respectiv intrare, adică prin mărimea *amplificării*, $|\underline{A}|$, definită de relaţia (13.1).

În cele ce urmează folosim denumirea de *bloc amplificator :* acesta este format din unul sau mai multe etaje în cascadă.



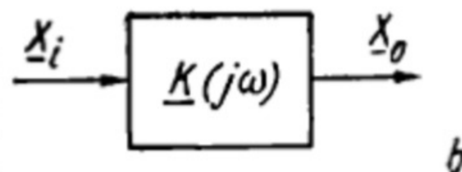


Fig. 13.1

13.1.2. Amplificatoare de semnal mic. Distorsiuni

Proporţionalitatea semnalului de ieşire cu cel de intrare, conform relaţiei (13.1), este asigurată numai atunci cînd amplificatorul funcţionează *liniar*. Funcţionarea dispozitivelor electronice poate fi considerată li-

niară în condiţii de *semnal mic* (capitolul 5). *Amplificatoarele de semnal mic* fac obiectul capitolului de faţă.

În *amplificatoarele de semnal mare*:

— tranzistoarele lucrează la limita de funcţionare din punctul de vedere al mărimilor electrice (putere disipată pe tranzistor, tensiune maximă);

— se folosesc tehnici speciale de circuit pentru ca semnalul să nu fie distorsionat apreciabil chiar atunci cînd funcţionarea dispozitivelor electronice este puternic neliniară.

În cele ce urmează vom defini tipurile de distorsiuni.

● *Distorsiunile care apar datorită neliniarităţii caracteristicilor dispozitivelor* se numesc **distorsiuni neliniare** (a se vedea anexa 13.1).

● Semnalele pot suferi şi **distorsiuni liniare,** chiar în condiţiile în care amplificatorul lucrează la semnale mici.

Pentru a explica acest lucru ne vom referi la figura 13.1, *b*, unde răspunsul amplificatorului liniar la un semnal sinusoidal este caracterizat cu ajutorul funcţiei de transfer $\underline{K}$ (jω), număr complex:

$$\underline{K} = \frac{\underline{X}_0}{\underline{X}_i} = \underline{K}(j\omega) = K(\omega) \exp j\varphi(\omega), \tag{13.2}$$

unde $\underline{K}(\omega)$ este modulul, iar $\varphi(\omega)$ este faza. Semnalul de intrare apare la ieşire multiplicat prin $K(\omega)$ şi defazat cu $\varphi(\omega)$. *Semnalul sinusoidal este unicul semnal nedistorsionat de către un circuit liniar cu o funcţie de transfer* $\underline{K}(j\omega)$ *oarecare*. Dacă ne referim de pildă la un semnal periodic nesinusoidal, componentele Fourier (armonicile) vor fi amplificate şi defazate în mod diferit, astfel încît forma semnalului de la ieşire va fi modificată.

Se demonstrează că un răspuns de forma (13.1) se obţine dacă sînt îndeplinite condiţiile

$$\left.\begin{aligned} K(\omega) &= \textit{const.}, \text{ independent de } \omega \\ d\varphi/d\omega &= \textit{const.}, \text{ independent de } \omega \end{aligned}\right\} \tag{13.3}$$

Dacă aceste condiţii nu sînt satisfăcute, apar următoarele două categorii de distorsiuni liniare (exemplificate în anexa 13.1):

— *distorsiuni de amplitudine* datorate amplificării inegale a componentelor de frecvenţe diferite ale unui semnal (de pildă armonicile unui semnal periodic nesinusoidal);

— *distorsiuni de fază* (sau de întîrziere) datorate modificării relaţiei de fază între componentele de frecvenţă diferită ale semnalului.

Figura 13.2 reprezintă o posibilă *caracteristică de amplitudine* $|\underline{K}| = |\underline{K}(j\omega)|$ a unui amplificator. Este definită o amplificare „în bandă" sau „la frecvenţe medii", $|\underline{K}| = K_0$, corespunzătoare platoului din figură. Se tolerează o scădere a modulului amplificării la fracţiunea $a < 1$ din amplificarea K_0 (de obicei $a = 1/\sqrt{2} = 0{,}707$). Condiţia $|\underline{K}| \geqslant aK_0$ defineşte frecvenţa limită de jos, f_j, frecvenţa limită de sus, f_s, şi banda $B = f_s - f_j$ a amplificatorului.

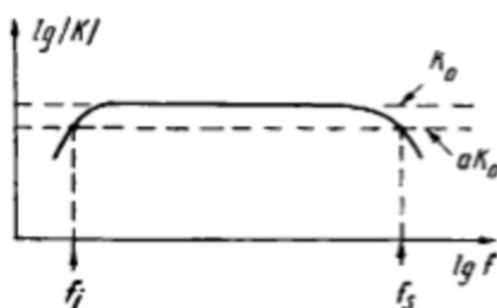


Fig. 13.2

13.1.3. Clasificare

Prezintă interes clasificarea amplificatoarelor în funcție de aspectul caracteristicii de frecvență.

Amplificatoarele a căror caracteristică are forma indicată în figura 13.2 sînt:

— *amplificatoarele de audiofrecvență*, care au banda cuprinsă (orientativ) între cîțiva herți și 20 kHz (semnale „audio" propriu-zise); distorsiunile de fază sînt neimportante (urechea nu le sesizează)*;

— *amplificatoarele de videofrecvență* (sau *de bandă largă*, sau *de impulsuri*), care au o bandă cuprinsă între cîțiva herți și cîțiva megaherți (sau zeci de MHz); sînt folosite mai ales în televiziune, distorsiunile de fază prezintă importanță;

Dacă $f_j \to 0$, atunci avem de-a face cu un *amplificator de curent continuu* (amplifică și variații lente în timp).

Amplificatoarele de radiofrecvență au o caracteristică de frecvență de tip rezonant, cu un maxim pronunțat și o bandă îngustă (de pildă $f_s/f_j <$ $< 1{,}2$). Ele se mai numesc și amplificatoare *selective*.

13.1.4. Etaje de amplificare

Împărțirea circuitelor electronice în *blocuri* este preferată:

— din punctul de vedere al proiectării (este mult mai avantajos să proiectăm blocuri simple pe care să le interconectăm, decît să proiectăm un circuit complex ca un tot unitar);

— din punctul de vedere al execuției practice (de pildă, sînt mult mai ușor de ecranat unitățile mici și, astfel, de redus capacitățile parazite față de masă).

Un amplificator format dintr-o succesiune de etaje conectate în cascadă este reprezentat în figura 13.3. Numărul etajelor poate fi arbitrar. Fiecare etaj poate conține unul sau mai multe tranzistoare. Pentru a fixa ideile, vom considera fiecare etaj ca un amplificator de tensiune. Amplificarea globală este (cazul particular a trei etaje)

$$\underline{A}_V = \frac{\underline{V}_4}{\underline{V}_1} = \frac{\underline{V}_4}{\underline{V}_3} \cdot \frac{\underline{V}_3}{\underline{V}_2} \cdot \frac{\underline{V}_2}{\underline{V}_1} = \underline{A}_{V3}\underline{A}_{V2}\underline{A}_{V1} \qquad (13.4)$$

(admitem că toate amplificările sînt numere reale).

Se definește *cîștigul în tensiune* (măsurat în *decibeli*)**

$$G_v(\text{dB}) = 20 \lg |\underline{A}_v| \qquad (13.5)$$

și *cîștigul în putere*

$$G_p(\text{dB}) = 10 \lg A_p, \qquad (13.6)$$

---

* Amplificatorul de audiofrecvență este constituit, de obicei, din două blocuri: un *preamplificator* (care este un amplificator de semnal mic) și un *amplificator de putere* (care lucrează la semnal mare).

** Reducerea amplificării la $K_0/\sqrt{2}$ la limitele benzii de frecvență (fig. 13.2) corespunde unei atenuări de 3 dB. Și factorul de zgomot a fost exprimat tot în decibeli (capitolul 12).

împiedică trecerea componentei continue, asigurînd astfel separarea în c.a. între etaje, şi atenuează frecvenţele joase. Existenţa unor astfel de condensatoare de cuplaj este una dintre cauzele care determină scăderea amplificării la frecvenţe joase* indicată în figura 13.2 (a se vedea anexa 13.2).

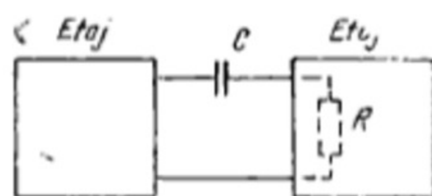


Fig. 13.4

● **Cuplajul prin transformator** asigură, concomitent cu izolarea în curent continuu, o eventuală amplificare în tensiune sau adaptare la rezistenţa de sarcină. Se utilizează mai ales în amplificatoarele de putere şi în cele de radiofrecvenţă.

13.2. AMPLIFICATORUL TRATAT CA UN CUADRIPOL (DIPORT)

13.2.1. Circuitul echivalent. Parametrii de cuadripol

În cele ce urmează ne vom referi la un bloc amplificator oarecare, care poate fi în particular şi un simplu etaj. Am arătat în paragraful 5.11.1 că cele patru mărimi electrice corespunzătoare unui diport (cuadripol) pot fi asociate în patru moduri diferite pentru a descrie comportarea electrică a acestuia. Se definesc în acest mod: parametrii impedanţă ($\underline{z}$), parametrii admitanţă ($\underline{y}$), parametrii hibrizi $\underline{h}$ şi parametrii $\underline{g}$. Tabelul 13.1 prezintă aceste seturi de parametri şi circuitele echivalente corespunzătoare.

13.2.2. Amplificatoare unilaterale

Orice circuit liniar poate fi reprezentat cu parametrii de cuadripol. Dacă circuitul este pasiv, format din elemente obişnuite ale circuitelor electrice, atunci matricea parametrilor de cuadripol este *reciprocă*. Pentru parametrii $\underline{y}$ de pildă, $\underline{y}_f = \underline{y}_r$ şi nu există de fapt decît trei parametri independenţi (similar $\underline{z}_f = \underline{z}_r$, $\underline{h}_f = -\underline{h}_r$, $\underline{g}_f = -\underline{g}_r$).

Matricea parametrilor de cuadripol a circuitelor electronice cu tranzistoare este nereciprocă. Mai mult, de regulă transmisia semnalului se face practic într-un singur sens, de la intrare spre ieşire ($\underline{y}_r \cong 0$ şi respectiv $\underline{z}_r \cong 0$, $\underline{h}_r \cong 0$, $\underline{g}_r \cong 0$), deci semnalul aplicat la ieşire nu are practic nici un efect la intrare. Astfel de amplificatoare se numesc *unilaterale* (sau *unidirecţionale*).

Se introduce astfel un concept care simplifică tratarea unor circuite electronice.

○ **Notă.** Caracterul unilateral al unor etaje de amplificare este strîns legat de caracterul unilateral al tranzistorului (circuitul echivalent arată acest lucru ; de pildă, $h_{re} \cong 0$ pentru etajul *EC*) ;

---

* *Scăderea amplificării la frecvenţe înalte* apare datorită capacităţilor tranzistorului (capitolul 5), dar şi capacităţile parazite ale montajului au acelaşi efect.

Tabelul 13.1

Parametrii de cuadripol

Denumirea	Ecuații de definiție	Circuitul echivalent
Parametrii impedanță ($\underline{z}$)	$\underline{V}_i = \underline{z}_i \underline{I}_i + \underline{z}_r \underline{I}_o$ $\underline{V}_o = \underline{z}_f \underline{I}_i + \underline{z}_o \underline{I}_o$	
Parametrii admitanță ($\underline{y}$)	$\underline{I}_i = \underline{y}_i \underline{V}_i + \underline{y}_r \underline{V}_o$ $\underline{I}_o = \underline{y}_f \underline{V}_i + \underline{y}_o \underline{V}_o$	
Parametrii hibrizi ($\underline{h}$)	$\underline{V}_i = \underline{h}_i \underline{I}_i + \underline{h}_r \underline{V}_o$ $\underline{I}_o = \underline{h}_f \underline{I}_i + \underline{h}_o \underline{V}_o$	
Parametrii $\underline{g}$	$\underline{I}_i = \underline{g}_i \underline{V}_i + \underline{g}_r \underline{I}_o$ $\underline{V}_o = \underline{g}_f \underline{V}_i + \underline{g}_o \underline{I}_o$	



Fig. 13.3

unde A_p este amplificarea în putere. Relația (13.4) se transformă în:

$$G_v(\text{dB}) = G_{V1}(\text{dB}) + G_{V2}(\text{dB}) + G_{V3}(\text{dB}). \tag{13.7}$$

O relație similară poate fi scrisă pentru cîștigul în putere.

În prezentarea de mai sus s-a presupus în mod tacit că există un cîștig bine determinat al fiecărui etaj. Etajul n este proiectat și testat separat; el are amplificarea A_{Vn} pe care și-o păstrează și după conectarea în lanțul de amplificare. În practică însă, amplificarea poate fi mai mică atunci cînd etajul este „încărcat" de etajul următor.

Blocul amplificator a cărui amplificare este independentă de circuitul exterior se numește *amplificator ideal*. Este un concept util în calculul circuitelor electronice.

○ **Remarcăm că** semnalele de intrare și respectiv ieșire ale unui amplificator nu sînt obligatoriu ambele tensiuni sau ambele curenți ci pot avea dimensiuni fizice diferite. Există în total patru situații distincte: amplificatorul poate fi „atacat" în tensiune sau în curent și, în fiecare caz în parte, amplificatorul poate fi „citit" fie în tensiune, fie în curent.

Capitolul de față va arăta că această diversitate de situații este reală în cazul circuitelor cu tranzistoare.

13.1.5. Cuplarea etajelor

Cuplarea etajelor*) se poate face: *direct, prin condensator, prin transformator*.

● **Cuplajul direct** este ilustrat de circuitele din figurile 5.50–5.52 (în toate cazurile există două tranzistoare amplificatoare, fiecare cu propria rezistență de sarcină; în figura 5.51, *b* mai apare tranzistorul auxiliar T_3, care joacă rolul de generator de curent).

Cuplajul direct este singurul care poate fi folosit în cazul amplificatoarelor de curent continuu. Are dezavantajul interdependenței punctelor statice de funcționare (și proiectarea este puțin mai dificilă), dar o reacție de curent continuu rezolvă problema (fig. 5.52). Cuplajul direct este de asemenea singurul utilizabil *în circuitele integrale* (unde condensatoarele se evită). Aici schema de amplificator diferențial din figura 5.39 cunoaște o largă răspîndire.

● **Cuplajul prin condensator** se mai numește și *cuplaj RC*, deoarece condensatorul de cuplaj, (C) formează cu rezistența de intrare în etajul următor (fie ea R) un circuit RC ca cel din figura 13.4.**). Acest circuit este un divizor de tensiune care are comportarea unui *filtru trece-sus:* el

* Avem în vedere nu numai cuplarea etajelor între ele (în cascadă), ci și cuplarea la sursa de semnal și respectiv la sarcină.

** Tot un circuit RC se formează și atunci cînd un etaj generator de curent de rezistență internă R se cuplează prin condensatorul C la o rezistență de sarcină $R_L \ll R$. Acesta este un circuit de cuplaj în curent de asemenea cu o comportare de *filtru trece - sus*.

13.2.3. Amplificatoare ideale

Generatorul comandat de la ieşirea cuadripolului este elementul caracteristic al schemei echivalente. Există patru situaţii distincte : acest generator poate fi de tensiune sau de curent şi în ambele cazuri poate fi comandat fie de o tensiune, fie de un curent.

Amplificatoarele ideale au reprezentarea din tabelul 13.2. În al doilea caz de pildă avem un amplificator care se comportă la bornele de ieşire ca un *generator ideal de curent* ($\underline{y}_0 = 0$). Acest generator este *comandat de tensiunea de intrare* ($\underline{I}_0 = y_f \underline{V}_i$). Pentru a fi siguri de comanda în tensiune, s-a impus $\underline{y}_i = 0$ (deci rezistenţa de intrare este infinită) ; în aceste condiţii, orice generator *real* de semnal se comportă ca un generator ideal de tensiune, deoarece lucrează în gol. Pentru acest amplificator idealizat, mărimea de ieşire este curentul mărimea de intrare-tensiunea, iar raportul dintre aceste mărimi este o amplificare cu dimensiunile unei admitanţe :

$$\underline{A}_Y = \frac{\underline{I}_0}{\underline{V}_i} = y_f. \tag{13.8}$$

Circuitul se numeşte *amplificator ideal de tip transadmitanţă*.

Un alt amplificator ideal ales din tabelul 13.2 este cel *de curent*. El este reprezentat ca un *generator ideal de curent* ($\underline{h}_0 = 0$) *comandat în curent* ($\underline{h}_i = 0$ pentru ca orice generator real de semnal să îl comande la curentul maxim pe care îl poate debita : curentul de scurtcircuit).

În practică ne apropiem de cazul amplificatorului ideal de curent dacă $\underline{h}_i$ şi $\underline{h}_0$ sînt suficient de mici. Comparaţia se face cu circuitul exterior Pentru concretizare, figura 13.5 arată un cuadripol (pe care îl dorim amplificator de curent) reprezentat cu parametri hibrizi, atacat de un generator de semnal cu rezistenţa internă R_G şi lucrînd pe conductanţa de sarcină G_L. Amplificarea în curent raportată la curentul de scurtcircuit al generatorului este

$$\underline{A}_{I,g} = \frac{\underline{I}_0}{\underline{I}_g} = \frac{R_G}{R_G + \underline{h}_i} \cdot \frac{h_f G_L}{G_L + \underline{h}_0}, \tag{13.9}$$

iar condiţiile necesare pentru a ne apropia de amplificatorul ideal (cu $\underline{A}_{I,g} = \underline{h}_f$) sînt ($\underline{h}$ = numere reale)

$$h_i \ll R_G; \quad h_0 \ll G_L. \tag{13.10}$$

Amplificatorul ideal mai poate fi caracterizat la modul general prin faptul că amplificarea sa este independentă de circuitul exterior. În exemplul de mai sus, dependenţa lui $\underline{A}_{I,g}$, de R_G şi G_L tinde să dispară dacă sînt satisfăcute condiţiile (13.10).

În capitolul 14 vom vedea cum, folosind *reacţia negativă*, amplificatoarele se apropie de conceptul de amplificator ideal.

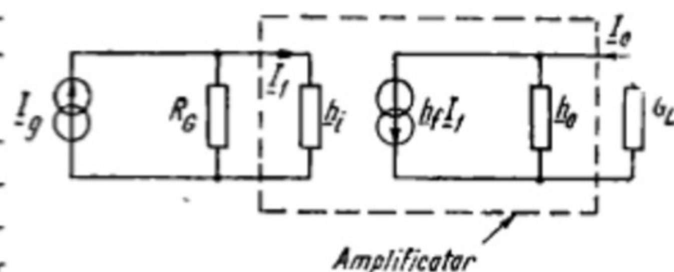


Fig. 13.5

Tabelul 13.2

Amplificatoare ideale

Denumirea	*Parametrii*	*Circuitul echivalent*
Amplificator transimpedanță	$\underline{A}_Z = \frac{\underline{V}_0}{\underline{I}_i} = \underline{z}_f$ $\underline{z}_i = \underline{z}_r = \underline{z}_0 = 0$	
Amplificator transadmitanță	$\underline{A}_Y = \frac{\underline{I}_0}{\underline{V}_i} = \underline{y}_f$ $\underline{y}_i = \underline{y}_r = \underline{y}_0 = 0$	
Amplificator (ideal) de curent	$\underline{A}_I = \frac{\underline{I}_0}{\underline{I}_i} = \underline{g}_f$ $\underline{h}_i = 0,\ \underline{h}_r = 0,\ \underline{h}_0 = 0$	
Amplificator (ideal) de tensiune	$\underline{A}_V = \frac{\underline{V}_0}{\underline{V}_i} = \underline{g}_f$ $\underline{g} = 0,\ \underline{g}_r = 0,\ \underline{g}_0 = 0$	

13.2.4. O aplicaţie a conceptului de amplificator ideal de tensiune: circuite elementare cu amplificator operaţional integrat

O primă aplicaţie a conceptului de amplificator ideal de tensiune poate fi întîlnită în legătură cu teorema lui Miller (paragraful 5.9.5).

Amplificatoarele operaţionale, despre care va fi vorba în acest paragraf nu fac de fapt obiectul cursului de faţă. Le vom menţiona însă în cîteva rînduri, motiv pentru care le prezentăm aici sub forma unui model foarte simplificat.

● **Amplificatorul operaţional** are următoarele **proprietăţi:**

— este un amplificator de curent continuu;

— este un amplificator *diferenţial*, adică oferă la ieşire diferenţa a două tensiuni de intrare, amplificată; astfel (vezi figura 13.6):

$$v_0 = A_d(v^+ - v^-),\ A_d > 0, \tag{13.11}$$

unde v^+ este tensiunea aplicată pe intrarea neinversoare, v^- — tensiunea pe intrarea inversoare, iar A_d — amplificarea diferenţială;

— amplificarea diferenţială este foarte mare (zeci de mii-sute de mii);

— poate fi considerat un amplificator ideal de tensiune (rezistenţa între cele două borne de intrare este foarte mare, iar rezistenţa de ieşire este neglijabil de mică).

● Realizat sub formă de circuit integrat, **amplificatorul operaţional** nu se foloseşte de regulă ca atare, ci sub formă de amplificator **cu reacţie.** Configuraţiile de bază apar în tabelul 13.3 şi calculul amplificării se poate face direct, fără a apela la teoria reacţiei. Două sînt proprietăţile folosite pentru deducerea formulelor din tabelul 13.3. Prima: datorită amplificării enorme, diferenţa de potenţial între cele două borne de intrare este practic nulă ($v^- \cong v^+$) sau intrarea este virtual în scurtcircuit. A doua: curentul absorbit de intrarea amplificatorului este neglijabil, deoarece rezistenţa de intrare este foarte mare.

Din tabelul 13.3 se observă că amplificarea poate depinde exclusiv de un raport de rezistenţe: de aici — posibilitateade a o controla (stabilitate, reglaj).

Amplificatorul neinversor din tabelul 13.3 (şi bineînţeles şi repetorul) se comportă ca un amplificator ideal de tensiune (rezistenţa de intrare $R_i \to \infty$, rezistenţa de ieşire $R_0 \to 0$).

○ **Observaţie.** Caracterul ideal al amplificatorului nu are nici o legătură cu *mărimea* amplificării în tensiune (repetorul reproduce semnalul*, nu îl amplifică).

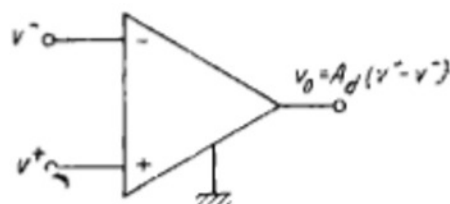


Fig. 13.6

Amplificatorul inversor nu mai poate fi considerat însă un amplificator ideal de tensiune. Dacă înglobăm R_1 în sursa de semnal (obţinînd un generator de curent

* Joacă rolul unui *transformator de impedanţă*. Generatorul de semnal furnizează tensiunea maximă (deoarece lucrează practic în gol). Această tensiune apare la ieşirea repetorului ca şi cum ar fi furnizată de un generator ideal de tensiune ($R_0 = 0$).

Amplificatorul operațional, configurații de bază

Denumirea configurației	*Circuitul*	*Amplificarea*
Circuit inversor	i, R_1, R_2, v_i, v_0, Virtual la masă	$A_V = \frac{v_0}{v_i} = -\frac{R_2}{R_1}$
Circuit neinversor	R_1, R_2, v_i, v_0, Virtual scurt-circuit	$A_V = \frac{v_0}{v_i} = 1 + \frac{R_2}{R_1}$
Circuit repetor	Virtual scurtcircuit, v_i, v_0	$A_V = \frac{v_0}{v_i} = 1$

$i_i = v_i/R_1$), atunci amplificatorul operațional împreună cu R_2 formează un amplificator ideal transimpedanță, cu amplificarea $A_Z = v_0/i_i = -R_2$ (într-adevăr, $R_0 = 0$ și rezistența de intrare este virtual zero, deoarece absoarbe curentul finit i_i atunci cînd tensiunea de intrare $v^+ - v^-$ este practic zero).

13.3. ETAJE CU TRANZISTOARE BIPOLARE

13.3.1. Introducere

Prezentarea din acest subcapitol se va desfăşura în următorul cadru:

— *se consideră etaje cu un tranzistor bipolar, funcţionînd în curent alternativ, la semnale mici;*

— *într-o primă etapă a calculului, frecvenţa se consideră suficient de joasă pentru a se putea neglija efectul capacităţilor tranzistorului*; în aceste condiţii se vor folosi parametrii hibrizi definiţi în paragraful 5.11.2;

— *studiul comportării la frecvenţe înalte se va limita la estimarea aproximativă a limitării în frecvenţă pe care o introduc capacităţile tranzistorului asupra funcţionării etajului;*

— *calculul este orientat spre punerea în evidenţă a tipului de amplificator* (de tensiune, curent etc.) *care descrie cel mai bine comportarea etajului dat şi interacţiunile acestuia cu sursa de semnal şi cu sarcina.*

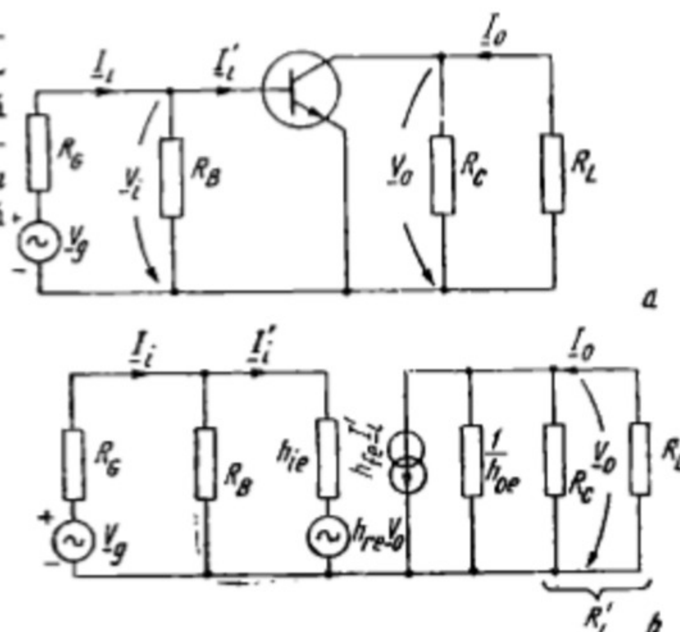
13.3.2. Etajul cu tranzistor în conexiunea emitor comun (EC)

Figura 13.7 reprezintă un etaj de tip *EC*. Se presupune că atît condensatorul de decuplare C_E, cît şi condensatoarele de blocare a componentei continue, C_G şi C_L, au capacitatea suficient de mare pentru ca să se comporte practic ca nişte scurtcircuite la frecvenţa minimă din bandă. Modul de calcul al acestor condensatoare este prezentat în anexa 13.2.

Rezistenţele divizorului din bază (R_1 şi R_2), precum şi rezistenţa din emitor (R_E) asigură polarizarea corectă şi stabilizarea punctului static de funcţionare, la o tensiune de alimentare (V_{CC}) dată (a se vedea paragraful 5.5.3.).

Pentru a ne fixa un punct de vedere asupra tipului de amplificator care modelează cel mai bine acest etaj, vom examina modul în care trebuie „atacate" etajul şi, respectiv, în care trebuie „citit" semnalul pe care îl furnizează.

● Primul lucru care ne interesează este **impedanţa de intrare a etajului.** Ea se calculează pe circuitele echivalente din figura 13.8. În figura 13.8,*a* $R_B = R_1R_2/(R_1 + R_2)$ exprimă



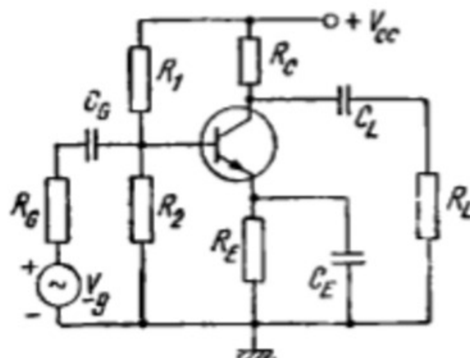


Fig. 13.7

Fig. 13.8

efectul rezistențelor din divizorul de polarizare a bazei. Tranzistorul este înlocuit cu schema sa echivalentă în figura 13.8, *b*. Se observă că dacă se admite $h_{re} \cong 0$ (se neglijează reacția internă), atunci rezistența de intrare a tranzistorului este (fig. 13.8, *b*).

$$R_{i,T} = \frac{\underline{V}_i}{\underline{I}'_i} \cong h_{ie}, \text{ independent de } R_L, \tag{13.12}$$

iar impedanța (rezistența) de intrare a etajului este

$$R_i = \frac{\underline{V}_i}{\underline{I}_i} = \frac{R_B R_{ie}}{R_B + h_{ie}} \lesssim h_{ie}, \text{ dacă } R_B \gg h_{ie}. \tag{13.13}$$

Efectul rezistențelor de polarizare este redus (R_B = zeci de kΩ, iar $h_{ie} \cong$ cîțiva kΩ pentru I_C de ordinul a 1 mA; dacă tranzistorul lucrează la curenți mai mari, atît h_{ie} cît și R_B scad, dar R_B rămîne în general mare față de h_{ie}).

Rezistența de intrare a etajului EC are o valoare moderată. Etajul poate fi considerat fie atacat în tensiune, fie atacat în curent.

● Considerăm că semnalul de intrare este curentul $\underline{I}_i$ și definim **impedanța (rezistența) de ieșire** în consecință. Putem scrie (fig. 13.8,*b*):

$$R_0 = \left.\frac{\underline{V}_0}{\underline{I}_0}\right|_{\underline{I}_i=0} = \frac{R_C}{1 + h_{oe}R_C} \gtrsim R_C, \frac{1}{h_{oe}} \gg R_C. \tag{13.14}$$

Din nou am neglijat efectul reacției interne ($\underline{I}_i = 0$ conduce la $\underline{I}'_i = 0$ dacă $h_{re} = 0$). Dacă rezistența din colector este mică față de rezistența de ieșire a tranzistorului $R_{0,T} = 1/h_{oe}$, atunci rezistența de ieșire a etajului este aproximativ egală cu rezistența din colector*. Această rezistență are o valoare moderată (cîțiva kΩ pentru curenți de lucru de ordinul miliamperului) și nu putem afirma categoric dacă tranzistorul este citit în tensiune sau în curent:

– dacă $R_L \ll R_C$, atunci etajul lucrează aproape în scurtcircuit și furnizează sarcinii un curent aproape egal cu curentul alternativ de colector;

– *dacă* dimpotrivă, $R_L \gg R_C$, atunci etajul lucrează practic în gol și furnizează o tensiune foarte apropiată de cea maximă pe care o poate da etajul la un semnal de intrare precizat

○ **Concluzie.** Cum în practică, etajul *EC* este des întîlnit în configurații de etaje *EC* așezate în cascadă, deoarece rezistența de intrare este $R_i \cong h_{ie}$, de ordinul de mărime al rezistenței de ieșire $R_0 \cong R_C$, nu putem spune că ne apropiem de unul sau altul dintre cele două cazuri limită de mai sus. De fapt, *etajul are o amplificare importantă atît în curent, cît și în tensiune, deci amplifică substanțial în putere* și acesta este avantajul său principal. Cu mai multe etaje *EC* așezate în cascadă se poate mări foarte mult puterea semnalului.

● Dacă etajul din figura 13.8 este atacat de un generator de tensiune cu rezistența internă R_G, atunci admițînd că $h_{re} \cong 0$, $R_B \gg h_{ie}$,

---

* Dacă sarcina etajului este chiar R_C ($R_L \to \infty$), atunci rezistența de ieșire este $1/h_{oe}$, iar condiția $R_C \ll 1/h_{oe}$ ne arată că etajul este citit practic în curent (văzut ca un generator aproape ideal de curent).

$R'_L = R_L R_C/(R_L + R_C)$, **amplificarea de tensiune raportată la tensiunea dată de generator în gol, $\underline{V}_g$,** este

$$\underline{A}_{V,g} = \frac{\underline{V}_0}{\underline{V}_g} \cong \frac{-h_{fe}R'_L}{(R_G + h_{ie})(1 + h_{oe}R'_L)}. \tag{13.15}$$

Dacă $R_G \ll h_{ie}$ şi $R'_L \ll 1/h_{oe}$, atunci

$$\underline{A}_{V,g} \cong -\frac{h_{fe}}{h_{ie}} R'_L. \tag{13.16}$$

Observăm că:

— tensiunea în colector este în antifază cu cea dată de generator (şi cu semnalul din bază);

— modulul amplificării este proporţional cu R'_L, care nu poate fi mărită prea mult deoarece R_C este limitat de căderea de tensiune continuă;

În varianta în care în colector se găseşte un circuit acordat care prezintă la rezonanţă impedanţa rezistivă R, R'_L trebuie înlocuit cu R. Amplificarea care se obţine ($R_G \cong 0$) este

$$\underline{A}_{V,g} \cong -\frac{h_{fe}}{h_{ie}} \cdot \frac{R}{1 + h_{oe}R} \tag{13.17}$$

şi valoarea maximă posibilă este

$$\lim |\underline{A}_{V,g}|_{R\to\infty} = -\frac{h_{fe}}{h_{ie}h_{oe}}. \tag{13.18}$$

Revenind la circuitul echivalent natural, cu $r_{bb'} \cong 0$, $h_{ie} \cong r_{b'e}$, $h_{fe}/r_{b'e} = g_m$, $h_{oe}^{-1} \cong r_{ce}/2$, amplificarea maximă în gol, egală cu $g_m r_{ce}/2$, poate fi estimată la ordinul sutelor sau miilor.

— mărimea amplificării este foarte sensibilă la condiţiile de lucru (tensiunea de alimentare, temperatură).

● Dacă acelaşi etaj este atacat de un generator de curent cu rezistenţa internă R_G (fig. 13.9), atunci **amplificarea în curent raportată la curentul dat de generator în gol, $\underline{I}_g$,** este ($h_{re} \cong 0$, $R_B \gg h_{ie}$):

$$\underline{A}_{I,g} = \frac{\underline{I}_0}{\underline{I}_g} \cong \frac{R_G}{R_G + h_{ie}} \cdot \frac{h_{fe}}{1 + h_{oe}R'_L} \cdot \frac{R_C}{R_C + R_L}. \tag{13.19}$$

Considerînd $R_G \gg h_{ie}$; $R'_L \ll h_{oe}$, rezultă:

$$\underline{A}_{I,g} \cong h_{fe} \frac{R_C}{R_C + R_L} \tag{13.20}$$

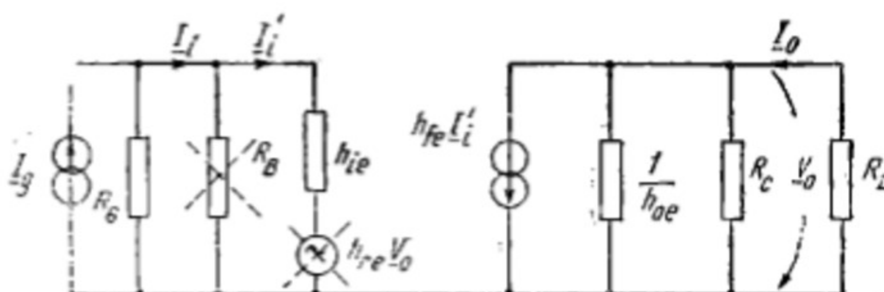


Fig. 13.9

şi amplificarea îşi atinge valoarea maximă în condiţia de scurtcircuit (virtual) $R_C \gg R_L$. Această valoare este egală cu h_{fe}.

○ **Concluzii.** Constatăm în final că *toţi parametrii etajului depind direct de parametrii tranzistorului* şi prin aceasta — *de condiţiile de lucru.* Schema de polarizare aleasă trebuie să asigure stabilizarea punctului static de funcţionare în raport cu variaţia temperaturii, precum şi cu dispersia parametrilor. Sursa de alimentare trebuie să fie stabilizată. Oricum, asigurarea reproductibilităţii amplificării este dificilă.

Se va vedea ulterior cum amplificarea unui lanţ de etaje *EC* în cascadă poate fi desensibilizată în raport cu factorii de variaţie de mai sus prin aplicarea unei reacţii negative globale (preţul plătit este reducerea mărimii amplificării).

13.3.3. Etaj cu sarcină distribuită

Dacă rezistenţa din emitor (fig. 13.7) nu mai este decuplată prin capacitatea C_E, proprietăţile etajului se modifică considerabil. Analiza se va face pe schema din figura 13.10, *a* unde, pentru simplitate, s-a pus $R_L \to \infty$. Schema echivalentă (cu $h_{re} = 0$) este dată în figura 13.10 *b*.

● **Rezistenţa de intrare.** Neglijînd pentru moment şi h_{oe}, scriem

$$R_{i,T} = \frac{\underline{V}_1}{\underline{I}'_1} = h_{ie} + (h_{fe} + 1)R_E, \tag{13.21}$$

deci o rezistenţă de intrare a tranzistorului considerabil mărită (acelaşi rezultat a fost obţinut în paragraful 5.9.5, prin aplicarea dualei teoremei lui Miller).

Rezistenţa de intrare în etaj este

$$R_i = \frac{\underline{V}_1}{\underline{I}_1} = \frac{R_B R_{i,T}}{R_B + R_{i,T}}. \tag{13.22}$$

Remarcăm că $R_{i,T} \cong (h_{fe} + 1)R_E$, în timp ce R_B se alege (paragraful 5.5.3) din condiţia de stabilizare a punctului static ($R_B \ll (\beta_F + 1)R_E$). Avînd în vedere că $h_{fe} \cong \beta_F$, obţinem $R_{i,T} \ll R_B$ şi $R_i \lesssim R_B$. Cu alte cuvinte, divizorul din bază (ales din considerente de punct static) scurtcircuitează

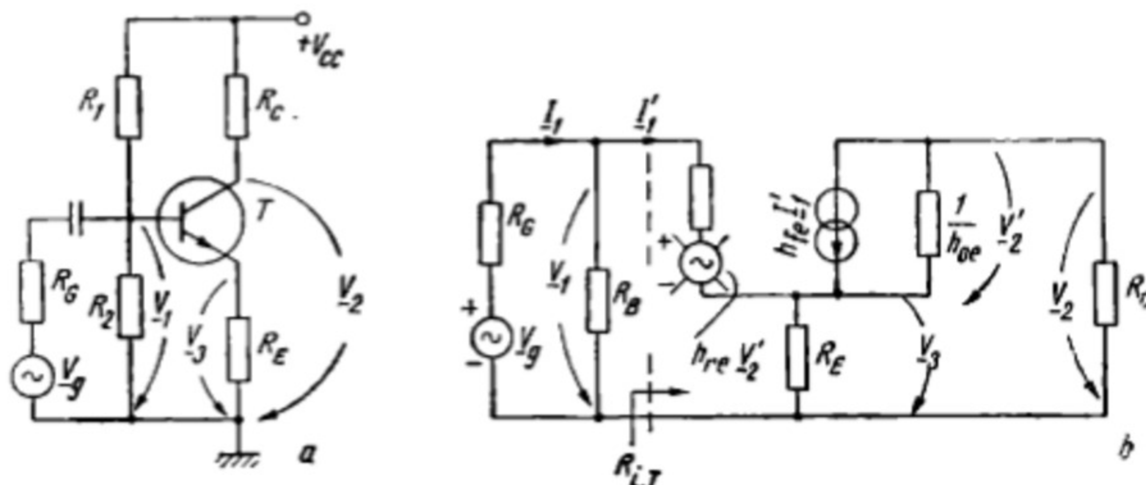


Fig. 13.10

impedanţa de intrare în tranzistor şi limitează astfel impedanţa de intrare în etaj.

Oricum, impedanţa de intrare a etajului este mărită prin nedecuplarea lui R_E (fig. 13.10 *a*) şi vom considera etajul atacat *în tensiune*.

● **Rezistenţa de ieşire în colector** se defineşte pentru $\underline{V}_g = 0$ şi se calculează din circuitul arătat în figura 13.11, *a*.

Pentru a calcula $R_{o,T}$ vom scrie

$$\underline{V}_2 = \frac{1}{h_{oe}}(\underline{I}'_2 - h_{fe}\underline{I}'_1) + \underline{I}'_2\,\frac{R_E(h_{ie} + R'_G)}{R_E + h_{ie} + R'_G}. \tag{13.23}$$

Ţinînd seama că

$$\frac{\underline{I}'_1}{\underline{I}'_2} = -\frac{R_E}{R_E + h_{ie} + R'_G}, \tag{13.24}$$

obţinem:

$$R_{o,T} = \frac{\underline{V}_2}{\underline{I}'_2}\bigg|_{\underline{V}_g=0} = \frac{1}{h_{oe}}\left(1 + \frac{h_{fe}R_E}{R_E + h_{ie} + R'_G}\right) + \\ + \frac{R_E(h_{ie} + R'_G)}{R_E + h_{ie} + R'_G}. \tag{13.25}$$

Avînd în vedere că $1/h_{oe}$ este de regulă cu un ordin de mărime peste celelalte rezistenţe care intervin în formulă, iar h_{fe} este foarte mare, rezultă:

$$R_{o,T} \cong \frac{1}{h_{oe}}\left(1 + \frac{h_{fe}R_E}{R_E + h_{ie} + R'_G}\right) \tag{13.26}$$

şi putem obţine uşor $R_{o,T} \gg 1/h_{oe}$ (deci $R_{o,T}$ = sute de kΩ).

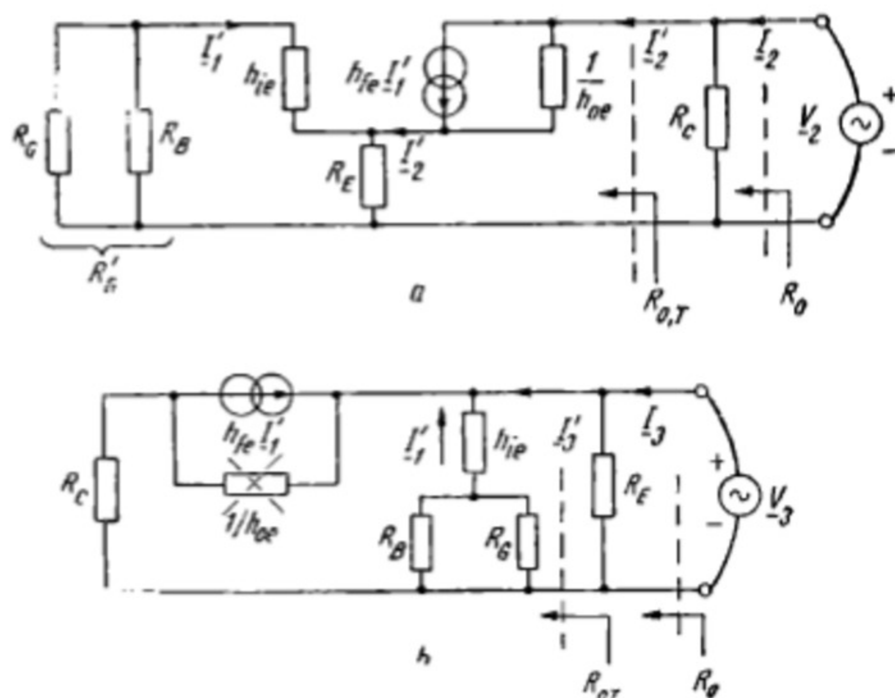


Fig. 13.11

Rezistența de ieșire a etajului (dacă R_C este înglobat în etaj) va fi (fig. 13.11, *a*):

$$R_0 = \frac{R_{o,T}R_C}{R_{o,T} + R_C} \lesssim R_C, \ R_C \ll R_{o,T}. \qquad (13.27)$$

● Semnalul de ieșire poate fi însă cules nu numai în colector, ci și **în emitor** Se obține astfel **rezistența de ieșire** (fig. 13.11, *b*)

$$R'_o = \left.\frac{\underline{V}_3}{\underline{I}_3}\right|_{\underline{V}_g=0} = \frac{R'_{o,T} R_E}{R'_{o,T} + R_E}. \qquad (13.28)$$

După calcule simple, neglijînd de această dată efectul lui h_{oe}, obținem (fig. 13.11, *b*)

$$R'_{o,T} = \left.\frac{\underline{V}_3}{\underline{I}'_3}\right|_{\underline{V}_g=0} = \frac{h_{ie} + R'_G}{h_{fe} + 1}, \quad R'_G = \frac{R_G R_B}{R_G + R_B}. \qquad (13.29)$$

Presupunînd R_G de ordinul kiloohmilor, obținem $R'_{o,T}$ de ordinul zecilor de ohmi. Deoarece $R'_{o,T} \ll R_E$, din relația (13.28) rezultă $R'_0 \cong R'_{o,T}$. Rezistența minimă care se poate obține (pentru $R_G = 0$) este

$$(R'_{o,T})_{min} = \frac{h_{ie}}{h_{fe} + 1} = \text{rezistența de intrare emitor-bază în conexiunea bază comună } (h_{oe} \cong 0). \qquad (13.30)$$

○ **Concluziile** la calculele de mai sus sînt următoarele: etajul se atacă în tensiune;

— dacă ieșirea este în emitor, atunci trebuie citit în tensiune;

— dacă ieșirea este în colector și R_C nu face parte din etaj (trebuie privită ca o rezistență de sarcină) atunci etajul se citește în curent.

● *Dacă R_C nu face parte din etaj*, se poate defini o **amplificare transadmitanță** (fig. 13.12):

$$\underline{A}_Y = \frac{\underline{I}_2}{\underline{V}_1} = \frac{\underline{I}_2}{\underline{I}'_1}\cdot\frac{\underline{I}'_1}{\underline{V}_1} = h_{fe}\frac{1}{R_{i,T}} \cong \frac{h_{fe}}{(h_{fe}+1)R_E} \cong \frac{1}{R_E}. \qquad (13.31)$$

Expresia simplă a lui $\underline{A}_Y$ cere o interpretare directă. Într-adevăr, tensiunea de intrare apare practic nemodificată (repetată) în emitor

$$\underline{A}'_V = \frac{\underline{V}_3}{\underline{V}_1} = \frac{(h_{fe}+1)R_E}{h_{ie} + (h_{fe}+1)R_E} \lesssim 1 \qquad (13.32)$$

(s-a neglijat efectul lui h_{oe} în schema din figura 13.10, *b*). Ca urmare, curentul de ieșire, identic cu curentul alternativ de colector și aproximativ egal cu cel din emitor, este egal cu $\underline{V}_3/R_E \cong \underline{V}_1/R_E$, de unde $\underline{A}_Y \cong 1/R_E$.

● *Dacă R_C este inclus în etaj*, semnalul de ieșire în colector poate fi citit și în tensiune. Definim prin urmare **amplificarea în tensiune**

$$\underline{A}_V = \frac{\underline{V}_2}{\underline{V}_1} = \frac{-h_{fe}R_C}{h_{ie} + (h_{fe}+1)R_E} \cong -\frac{h_{fe}R_C}{(h_{fe}+1)R_E} \cong -\frac{R_C}{R_E} \qquad (13.33)$$

(din nou s-a neglijat h_{oe} în figura 13.10, *b*).

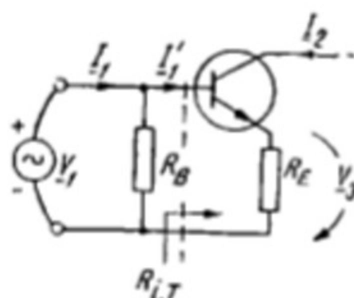


Fig. 13.12

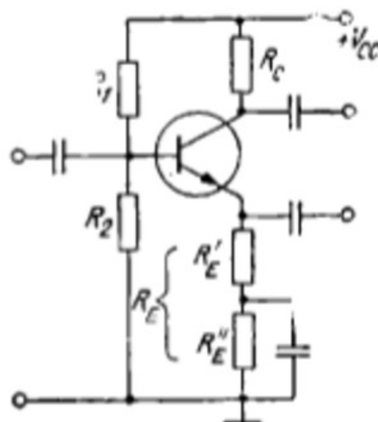


Fig. 31.13

Relaţia (13.33) necesită un comentariu special. Constatăm mai întîi că $\underline{A}_v$ devine aproape independent de parametrii tranzistorului. Preţul plătit pentru aceasta este reducerea mărimii amplificării.

În capitolul următor vom arăta că de fapt am „desensibilizat" amplificarea printr-o reacţie negativă (aplicată prin R_E).

Dacă dorim să obţinem o amplificare ceva mai mare, vom decupla parţial rezistenţa totală din emitor, aşa cum se arată în figura 13.13. În calculele de curent alternativ va apărea numai R_E', care ia locul lui R_E în formulele din acest paragraf. În acest fel putem scrie $|\underline{A}_v| \cong R_C/R_E' \gg 1$, menţinînd $R_E = R_E' + R_E''$ la o valoare suficient de mare pentru o stabilizare comodă a punctului static de funcţionare.

O a doua observaţie interesantă este următoarea. Dacă alegem $R_C = R_E$, atunci formula (13.33) dă $\underline{V}_2 \cong -\underline{V}_1$ în timp ce (relaţia (13.32)) $\underline{V}_3 \cong \underline{V}_1$. Ca urmare, în emitor şi în colector putem culege simultan tensiuni de aceeaşi mărime, dar de faze opuse. În context etajul se numeşte etaj cu *sarcină distribuită* (în colector şi în emitor) sau etaj *defazor*. Cele două tensiuni în antifază sînt utile pentru atacul altor circuite electronice*.

○ **Observaţie.** Cele două tensiuni provin de la generatoare echivalente cu rezistenţe interne complet diferite, ceea ce constituie o limitare importantă (etajul nu poate fi „încărcat" la fel în emitor şi în colector)**.

13.3.4. Etaj cu tranzistor în conexiunea CC (repetor pe emitor)

Figura 13.14, *a* arată un etaj de amplificare cu tranzistor în conexiunea colector comun (*CC*). Polarizarea tranzistorului este aceeaşi ca în conexiunea *EC*. Schema de curent alternativ apare în figura 13.14, *b* (toate condensatoarele din schemă se comportă ca nişte scurtcircuite). Este clar faptul că întrarea nu mai este separată de ieşire (etajul nu este un amplificator unidirecţional), deşi reacţia internă în tranzistor s-a neglijat ($h_{re} \cong 0$).

* În locul unui transformator cu priză mediană.

** Montajul poate fi completat cu un repetor pe emitor conectat în colectorul tranzistorului din figura 13.10, *a*, cu scopul de a reduce rezistenţa de ieşire (paragraful 13.3.4).

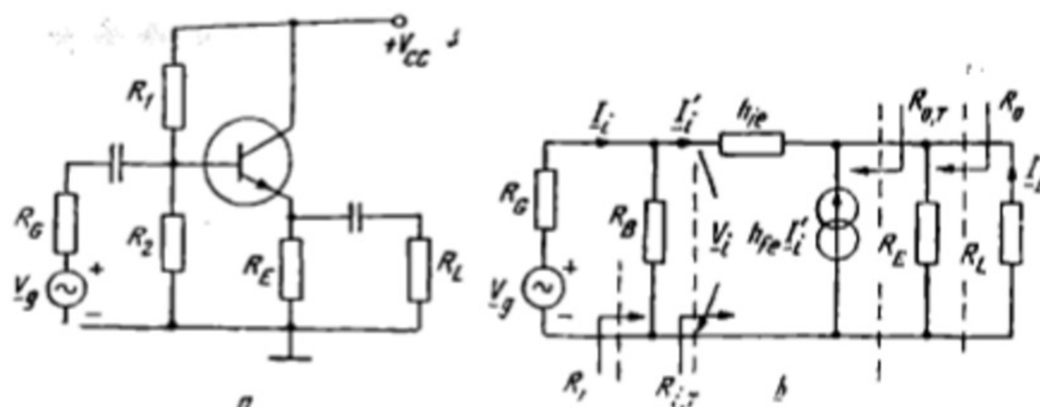


Fig. 13.14

● **Rezistența de intrare** se calculează astfel: $(1/h_{oe} \gg R_E, R_L)$

$$R_{i,T} = \frac{V_i}{I'_i} = h_{ie} + (h_{fe} + 1)\frac{R_E R_L}{R_E + R_L} \tag{13.34}$$

$$R_i = \frac{V_i}{I_i} = \frac{R_B R_{i,T}}{R_B + R_{i,T}} \lesssim R_B, \ R_B \ll R_{i,T}, \tag{13.35}$$

deci mărimea ei este limitată de rezistențele divizorului din bază. La fel ca la etajul cu sarcină distribuită, vom considera un atac în tensiune.

● **Rezistența de ieșire** se calculează exact ca în paragraful precedent (fig. 13.11, *b*). Obținem

$$R_o = \frac{R_E R_{o,T}}{R_E + R_{o,T}} \cong R_{o,T}, \quad R_{o,T} = \frac{h_{ie} + R'_G}{h_{fe} + 1}, \quad R'_G = \frac{R_G R_B}{R_G + R_B}, \tag{13.36}$$

deci o *rezistență de ieșire foarte mică.*

● **Amplificarea în tensiune.** Cu o rezistență de intrare mare și o rezistență de ieșire mică, acest circuit candidează pentru titlul de *amplificator ideal de tensiune*. Totuși, amplificarea sa este ușor subunitară

$$\underline{A}_v = \frac{(h_{fe} + 1)R'_E}{h_{ie} + (h_{fe} + 1)R'_E} \lesssim 1, \ R'_E = \frac{R_E R_L}{R_E + R_L}, \tag{13.37}$$

deci de fapt *etajul nu amplifică în tensiune**.

● **Amplificarea în curent** este (fig. 13.14, *b*)

$$\underline{A}_I = \frac{I_L}{I_i} = -(h_{fe} + 1)\frac{R_E}{R_E + R_L} \cdot \frac{R_B}{R_B + R_{i,T}}. \tag{13.38}$$

Se observă că o parte din amplificarea în curent a tranzistorului $(h_{fe} + 1)$ se pierde prin divizarea curentului atît la intrarea, cît și la ieșirea etajului. Dacă $R_{i,T} \cong (h_{fe} + 1)R'_E \gg R_B$, atunci

$$\underline{A}_I \cong -\frac{R_B}{R_L} \tag{13.39}$$

* Dacă $R'_E(h_{fe} + 1) \gg h_{ie}$, etajul poate fi considerat un *repetor de tensiune*.

şi se poate obţine o amplificare mult supraunitară, dar sensibil mai mică decît $h_{fe}+1$.

O *pierdere substanţială de curent* apare *datorită divizorului de tensiune care polarizează baza*. Dacă renunţăm la divizor şi folosim o singură rezistenţă în bază (fig. 5.53), aceasta are o valoare mare şi efectul de scurtcircuitare este mai redus*. Dezavantajul constă însă în sensibilitatea punctului de funcţionare la condiţiile de lucru şi la dispersia parametrilor.

O *pierdere de curent* apare şi *prin divizarea curentului alternativ de emitor între rezistenţa de sarcină R_L şi rezistenţa din emitor*, R_E. Nu putem alege $R_E \gg R_L$ deoarece atunci creşte foarte mult căderea de tensiune continuă pe R_E.

Pentru a înţelege mai bine natura problemelor care apar, vom lua un **exemplu numeric**. *Vom presupune de pildă că pe $R_L = 200\ \Omega$ trebuie să obţinem o tensiune cu amplitudinea de 4 V.*

Amplitudinea curentului $\underline{I}_L$ este atunci de 20 mA. *Dacă alegem $R_E = 200\ \Omega$*, atunci curentul de emitor va avea amplitudinea de 40 mA, iar curentul continuu de emitor trebuie să depăşească 40 mA pentru a evita tăierea curentului (deci distorsionarea semnalului). Dacă ne luăm o marjă de siguranţă: $I_E = 50$ mA, constatăm că numai pe R_E căderea de tensiune este de 10 V.

Dacă am lua $R_E = 2\ k\Omega \gg R_L$, atunci am avea de pildă $I_E = 25$ mA şi $R_E I_E = 50$ V, cădere de tensiune inadmisibil de mare.

Exemplul de mai sus sugerează ideea că R_E *ar trebui să fie o rezistenţă neliniară*: mare în curent alternativ şi mică în curent continuu. O soluţie de principiu o constituie înlocuirea lui R_E cu un *generator de curent*. Acest generator ar asigura polarizarea tranzistorului la un curent bine determinat. Pe de altă parte s-ar elimina pierderea de curent alternativ la ieşirea tranzistorului ($\underline{I}_L$ ar fi practic egal cu curentul alternativ de emitor).

● **Etaj de amplificare în conexiune CC cu generator de curent în emitor.** Ideea generatorului de curent este folosită în schema din figura 13.15. Aici T_1 este tranzistorul amplificator (conexiune *CC*). Avem $I_{C2} \cong I_{E2} \equiv I_{C1}$, unde I_{C2} este stabilizat prin circuitul de polarizare format din R_2, R_3, R_4, V_{CC}. Rezistenţa de intrare în tranzistor este $R_{i,T} = h_{ie} + (h_{fe}+1)R_L \cong (h_{fe}+1)R_L$.

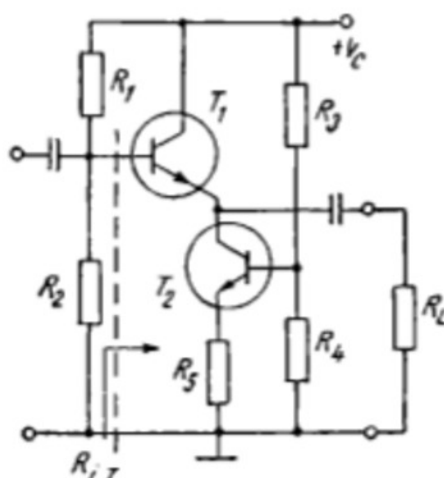


Fig. 13.15

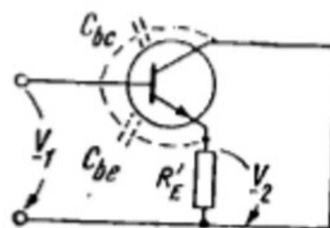


Fig. 13.16

* Prin aplicarea tehnicii „bootstrap" (care va fi descrisă ulterior) efectul rezistenţelor de polarizare a bazei poate fi practic eliminat.

● **Utilizări ale etajului repetor pe emitor.** Repetorul este folosit *ca etaj de ieşire* (de amplificare în putere). Etajul permite debitarea unui curent alternativ important printr-o rezistenţă de sarcină de valoare relativ mică fără ca amplitudinea tensiunii să scadă apreciabil (în acest sens putem vorbi de o adaptare la sarcină).

O altă aplicaţie este *ca etaj de intrare cu impedanţă de intrare mare.*

Etajul repetor pe emitor este numit uneori şi *transformator de impedanţă.* Într-adevăr, rezistenţa de sarcină a repetorului apare multiplicată la intrarea acestuia (a se vedea mai sus). Pe de altă parte, rezistenţa internă a sursei de semnal, R_G, apare divizată la ieşirea etajului (formula 13.36).

În aceeaşi ordine de idei atragem atenţia asupra faptului că etajul oferă o *capacitate de intrare C_i mică.* Dacă notăm cu C_{bc} şi C_{be} capacităţile tranzistorului (fig. 13.16) şi estimăm efectul acestora admiţînd că amplificarea în tensiune nu este sensibil modificată faţă de valoarea sa de la frecvenţe joase, putem aplica teorema Miller (paragraful 5.9.5) şi găsim:

$$C_i = C_{bc} + C_{be}(1 - \underline{A}_V) = C_{bc} + C_{be} \frac{h_{ie}}{h_{ie} + (h_{fe} + 1)R'_E}, \qquad (13.40)$$

deci efectul capacităţii C_{be} este mult micşorat (a se compara cu rezultatele din paragraful 5.10.2).

13.3.5. Etaj cu tranzistor în conexiunea bază-comună (BC)

Figura 13.17, *a* reprezintă un etaj *BC* unde tranzistorul este polarizat cu două surse de alimentare. O singură sursă însă este suficientă (fig. 13.17, *b**). În ambele cazuri, schema de curent alternativ este cea din figura 13.17, *c*. Înlocuind şi tranzistorul cu circuitul său echivalent obţinem schema definitivă din figura 13.17, *d*. Pentru început, în calculele de c.a, vom neglija efectul lui h_{oe}, urmînd să justificăm apoi aceasta prin calcul.

● **Rezistenţa de intrare** a tranzistorului va fi:

$$R_{i,T} = \frac{\underline{V}_i}{\underline{I}'_i} = \frac{-h_{ie}\underline{I}_b}{-(h_{fe} + 1)\underline{I}_b} = \frac{h_{ie}}{h_{fe} + 1} \qquad (13.41)$$

(rezistenţa de intrare în conexiunea bază comună este mică, de ordinul zecilor de ohmi pentru tranzistor de mică putere). Ca urmare, rezistenţa de intrare *a etajului*

$$R_i = \frac{\underline{V}_i}{\underline{I}_i} = \frac{R_E R_{i,T}}{R_E + R_{i,T}} \lesssim R_{i,T}, \ R_E \gg R_{i,T}. \qquad (13.42)$$

Deoarece *rezistenţa de intrare este foarte mică*, este normal să atacăm etajul *în curent.*

● **Rezistenţa de ieşire** (fig. 13.17, *d*) este

$$R_o = \frac{\underline{V}_o}{\underline{I}_o}\bigg|_{\underline{I}_s = 0} \cong R_C, \ (h_{oe} \cong 0). \qquad (13.43)$$

---

* Condensatorul pus în paralel cu R_1 înlocuieşte una dintre sursele de alimentare.

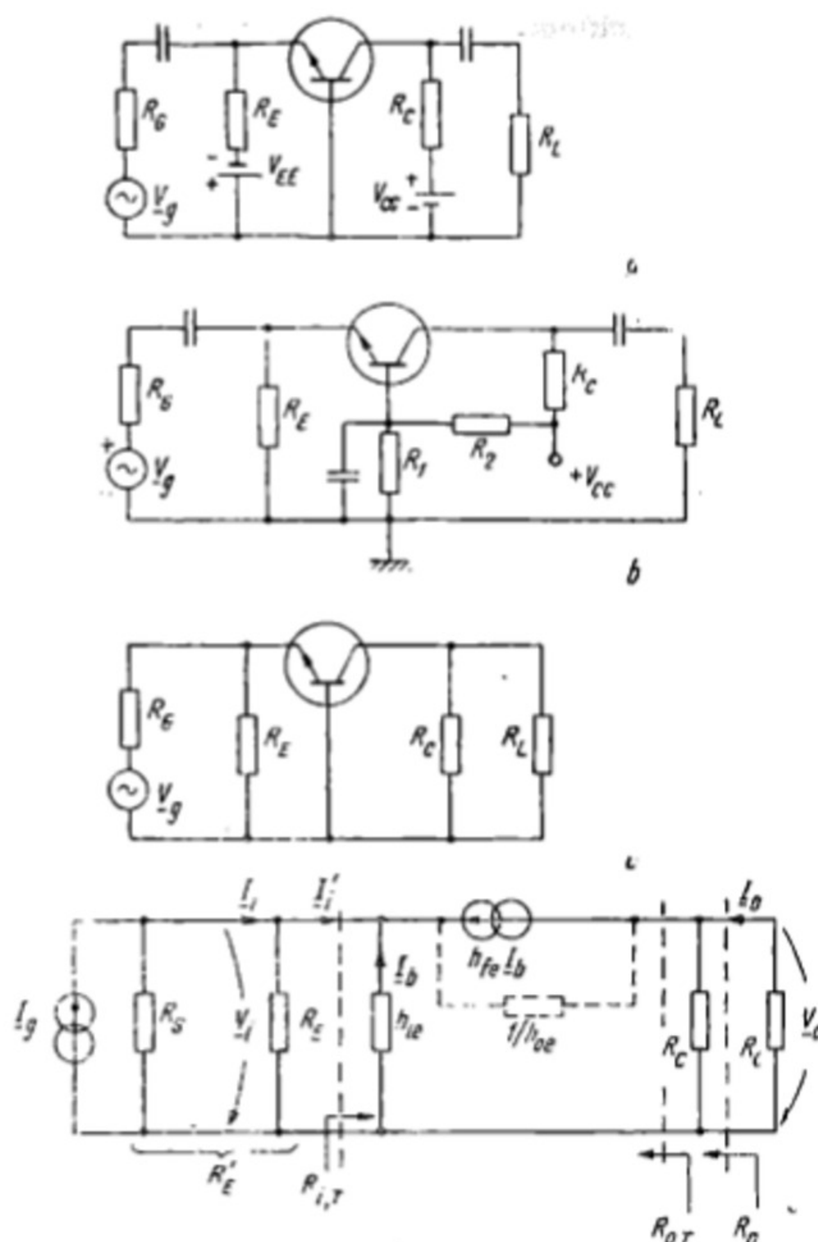


Fig. 13.17

Considerînd R_C drept rezistență de sarcină, atunci ***rezistența de ieșire din tranzistor este foarte mare*** ($R_{o,T} \to \infty$ dacă $h_{oe} \to 0$). Pentru a estima ordinul ei de mărime, vom presupune $h_{oe} \neq 0$. Calculele dau

$$R_{o,T} = \frac{\underline{V}_0}{\underline{I}'_0}\bigg|_{\underline{I}_g=0} = \frac{1}{h_{oe}}\left(1 + \frac{h_{fe}R'_E}{R'_E + h_{ie}}\right) + \frac{R'_E h_{ie}}{R'_E + h_{ie}},$$

$$R'_E = \frac{R_E R_G}{R_E + R_G}, \tag{13.44}$$

expresie în care al doilea termen se poate neglija. Valoarea maximă a rezistenței de ieșire este

$$(R_{o,T})_{max} = R_{0,T}|_{R_E \to \infty} = \frac{h_{fe} + 1}{h_{oe}} \gg \frac{1}{h_{oe}} \tag{13.45}$$

și poate atinge cîțiva megaohmi.

● **Amplificarea în curent.** Cu rezistența de intrare foarte mică și rezistență de ieșire foarte mare, etajul *BC* se apropie de un *amplificator ideal de curent*. Totuși amplificarea în curent a tranzistorului propriu-zis este subunitară ($h_{fe}/(h_{fe}+1)$ dacă se neglijează h_{oe}) deci etajul nu poate fi considerat un amplificator *de curent*. Caracterul ,,ideal'' al blocului amplificator constă în independența amplificării în curent (subunitară) de circuitul exterior*.

● **Amplificarea în tensiune.** Etajul amplifică în tensiune. Din figura 13.17, *d*, cu $h_{oe} \cong 0$ se poate scrie:

$$\underline{A}_V = \frac{\underline{V}_0}{\underline{V}_i} = \frac{-h_{fe}\underline{I}_b R_C}{-h_{ie}\underline{I}_b} = \frac{h_{fe}}{h_{ie}} R_C \gg 1. \tag{13.46}$$

Amplificarea în tensiune are aceeași expresie ca cea a etajului *EC* (paragraful 13.3.2), cu excepția semnului.

În acest moment **estimăm** *efectul lui* h_{oe}. Curentul care se scurge prin această conductanță este $h_{oe}(\underline{V}_0 - \underline{V}_i) \cong h_{oe}\underline{V}_0$, în timp ce generatorul de curent $h_{fe}\underline{I}_b$ furnizează curentul $h_{fe}\underline{V}_i/h_{ie} = h_{fe}\underline{V}_0/\underline{A}_V h_{ie} = h_{fe}\underline{V}_0/h_{fe}R_C = \underline{V}_0/R_C$. Deoarece $h_{oe} \ll \frac{1}{R_C}$, curentul prin conductanța h_{oe} se poate neglija.

● Etajul *BC* care incorporează rezistența R_C (deci $R_0 \cong R_C$) ar mai putea fi privit ca un **amplificator transrezistență.** El furnizează la bornele unei rezistențe $R_L \gg R_C$ amplasate în paralel cu R_C o tensiune $\underline{V}_0 \cong -h_{fe}\underline{I}_b R_C \simeq \underline{I}_i R_C \simeq \underline{I}_i R_C$ și deci

$$\underline{A}_Z = \frac{\underline{V}_0}{\underline{I}_i} \cong R_C. \tag{13.47}$$

13.4. ETAJE COMPUSE CU TRANZISTOARE BIPOLARE

Există grupuri de cîte două etaje care se întîlnesc frecvent în schemele de amplificatoare (inclusiv în cele integrate). Este convenabil să le privim ca un unic etaj ,,compus'', cu atît mai mult cu cît polarizarea celor două tranzistoare este inseparabilă.

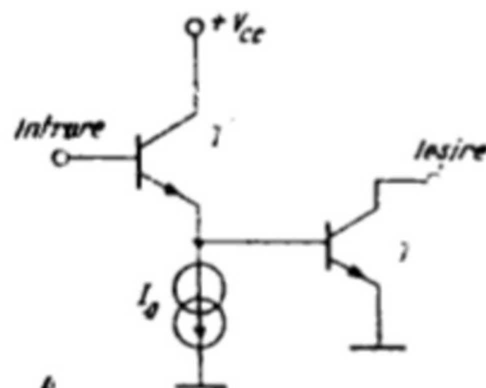
13.4.1. Etaje compuse *CC—EC* și *CC—CC*

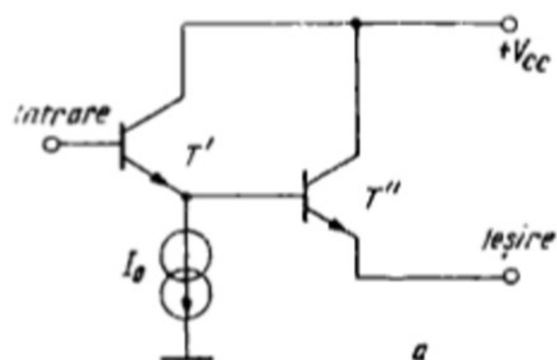
● **Combinația colector comun** (*CC*) — **emitor comun** (*EC*) este reprezentată în figura 13.18, *a*. Generatorul de curent continuu, I_0, este necesar pentru polarizarea lui T'. El poate fi realizat în versiunile discutate în capitolul 5. În forma cea mai simplă, acesta este o rezistență, *R*, prin care curge curentul $V''_{BE}/R \cong const$. Colectorul lui T'' va fi legat la tensiunea de alimentare printr-o rezistență de sarcină oarecare.

Schema de curent alternativ apare în figura 13.18, *b*.

---

* Notăm *ineficiența conectării etajelor BC în cascadă*! (propunem să se analizeze drept exercițiu).





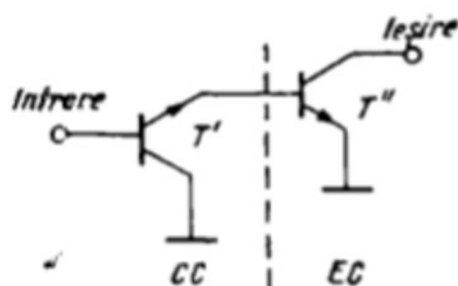


Fig. 13.18

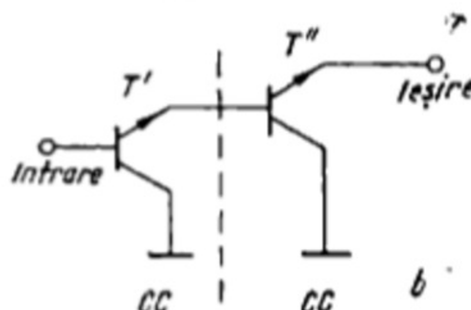


Fig. 13.19

Ţinînd seama de proprietăţile etajelor *CC* şi *EC*, putem afirma următoarele. Etajul compus are o rezistenţă de intrare mare (sute de kΩ) şi o rezistenţă de ieşire moderată (zeci de kΩ). Ca urmare, poate fi privit ca un amplificator transadmitanţă dacă lucrează pe o rezistenţă de sarcină de ordinul kiloohmilor. Mărimea amplificării este practic egală cu panta celui de-al doilea tranzistor, *T''* (primul tranzistor, *T'*, măreşte impedanţa de intrare şi permite atacul în tensiune).

Ambele tranzistoare amplifică în curent, în tensiune — numai al doilea.

● Figura 13.19, *a* arată o **combinaţie CC—CC.** Rezistenţa de sarcină se conectează în emitorul celui de al doilea tranzistor. Schema de curent alternativ apare în figura 13.19, *b*. Impedanţa de intrare este foarte mare, iar cea de ieşire — foarte mică. Circuitul este aproape un amplificator ideal de tensiune, dar cu amplificare subunitară. Are o amplificare în curent foarte mare (ambele tranzistoare amplifică).

Aşa-numita *conexiune Darlington* (fig. 13.20, *a*) reprezintă un caz particular al circuitului din figura 13.19, *a*.

○ **Notă.** Deoarece în această situaţie curenţii de colector ai celor două tranzistoare sînt mult diferiţi, se preferă introducerea unei rezistenţe *R* (fig. 13.20, *b*) care joacă rolul unui generator de curent, v''_{BE}/R.

● **Tranzistorul echivalent.** Cazurile discutate mai sus pot fi generalizate ca în figura 13.21, *a*. Generalizarea constă în faptul că atît colectorul, cît şi emitorul, sînt în principiu disponibile pentru culegerea semnalului de ieşire.

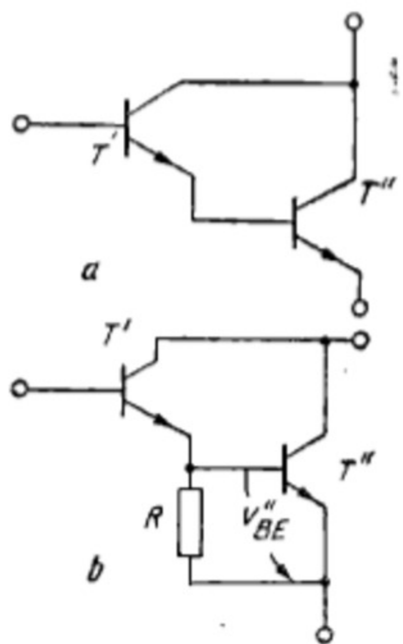


Fig. 13.20

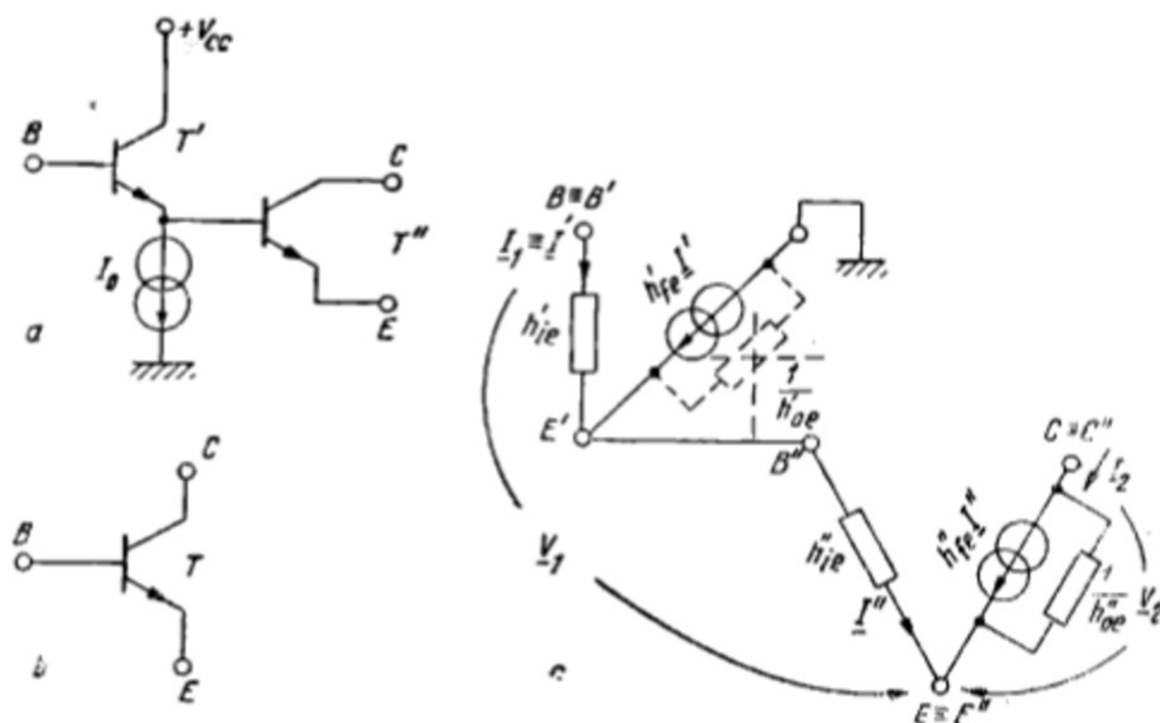


Fig. 13.21

Semnalul de intrare se aplică întotdeauna pe bază. Vom arăta că circuitul din figura 13.21, *a* poate fi echivalat cu un tranzistor (fig. 13.21, *b*) cu corespondența indicată a bornelor.

Tranzistoarele T' și T'' se înlocuiesc cu circuitele echivalente (fig. 13.21, *c*) și se determină parametrii hibrizi corespunzători tranzistorului echivalent. O presupunere cheie este neglijarea lui h'_{oe}, fapt care permite eliminarea celui de-al patrulea electrod. Se găsește imediat

$$h_{ie} = \frac{\underline{V}_1}{\underline{I}_1}\bigg|_{\underline{V}_2=0} = \frac{h'_{ie}\underline{I}' + h''_{ie}\underline{I}''}{\underline{I}'} = h'_{ie} + (h'_{fe} + 1)h''_{ie}; \qquad (13.48)$$

$$h_{fe} = \frac{\underline{I}_2}{\underline{I}_1}\bigg|_{\underline{V}_2=0} = \frac{h''_{fe}\underline{I}''}{\underline{I}'} = h''_{fe}(h'_{fe} + 1); \qquad (13.49)$$

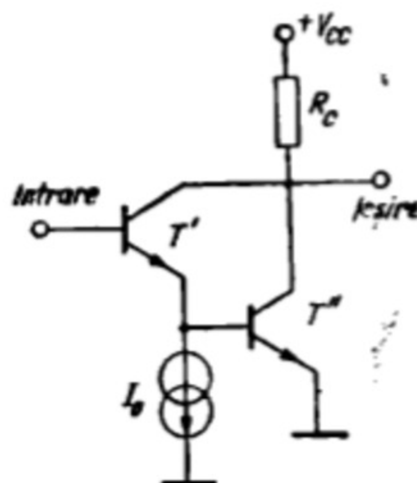


Fig. 13.22

$$h'_{oe} = \frac{\underline{I}_2}{\underline{V}_2}\bigg|_{\underline{I}_1=0} = h''_{oe}, \qquad (13.50)$$

deci *tranzistorul echivalent are rezistența de intrare mult mai mare și factorul de amplificare în curent aproximativ egal cu produsul factorilor de amplificare în curent ai celor două tranzistoare.*

○ **Notă.** Conexiunea Darlington (fig. 13.20, *a*) poate fi utilizată ca un tranzistor în toate cele trei conexiuni. Etajul cu perechea Darlington în conexiune *EC* (fig. 13.22) are proprietăți similare etajului compus *CC—EC*, dar prezintă următoarele dezavantaje:

– rezistenţa de ieşire scade datorită reacţiei negative prin h'_{oe};
– capacitatea de intrare creşte datorită lui $C_{b'c}$ (pentru T') care lucrează ca o capacitate de reacţie.

13.4.2. Etaj compus EC–BC (cascod)

În figura 13.23, *a* este reprezentată combinaţia de conexiuni $EC-BC$.

● **Rezistenţa de intrare.** Din schema de curent alternativ figura 13.23, *b*, rezultă

$$R_i = \frac{\underline{V}_1}{\underline{I}_1} = h_{ie}, \tag{13.51}$$

deci o rezistenţă de intrare moderată.

● **Rezistenţa de ieşire** se determină de pe figura 13.23, *c*:

$$R_0 = \left.\frac{\underline{V}_2}{\underline{I}_2}\right|_{\underline{I}_1=0} = \left.\frac{\underline{V}_2}{\underline{I}_2}\right|_{\underline{V}_1=0} \cong h''_{ie} + \frac{1+h''_{fe}}{h''_{oe}} \cong \frac{1+h''_{fe}}{h''_{oe}} \tag{13.52}$$

(neglijind succesiv h'_{oe} şi apoi h''_{ie}). Se obţine astfel rezistenţa de ieşire a tranzistorului în conexiunea BC, cu emitorul în gol.

● **Particularităţi.** Combinaţia $EC-BC$ poate fi privită eventual ca un *amplificator de curent*. Cu presupunerile $h''_{oe} \cong 0$, $h'_{oe} \ll 1/h''_{ie}$ şi $h''_{fe} \gg 1$ obţinem $\underline{A}_I \cong h'_{fe}$. Ca urmare, se obţine un amplificator cu proprietăţi similare unui etaj EC, cu excepţia *rezistenţei de ieşire* care este *neobişnuit de mare*.

Un al doilea avantaj al montajului este acela că *tensiunea de la ieşire poate atinge valori mai mari* decît în conexiunea EC (tensiunea limită în conexiunea BC este apreciabil mai mare — v. capitolul 5).

O a treia particularitate a etajului cascod este legată de *capacitatea de intrare*, care *are valori mai mici*. Pentru a explica acest lucru, vom calcula

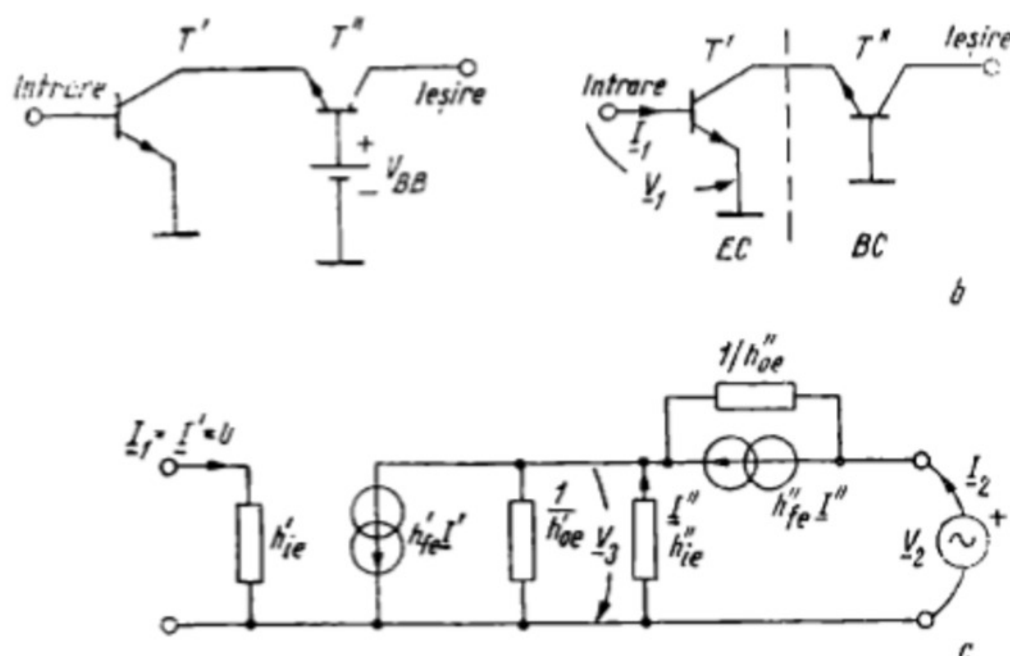


Fig. 13.23

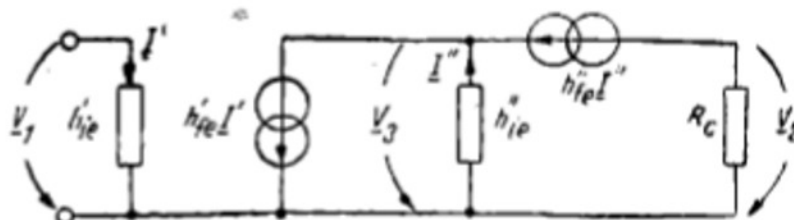


Fig. 13.24

amplificarea în tensiune a celor două etaje pe circuitul echivalent din figura 13.24. Aici s-a presupus că T'' lucrează pe sarcina R_C şi s-au neglijat $h'_{oe} \cong 0$, $h''_{oe} \cong 0$. Amplificarea celui de-al doilea etaj este

$$\underline{A}''_V = \frac{\underline{V}_2}{\underline{V}_3} = \frac{h''_{fe}}{h''_{ie}} R_C, \tag{13.53}$$

în timp ce primul etaj, care lucrează pe $R''_i = h''_{ie}/(h''_{fe} + 1)$, are amplificarea

$$\underline{A}'_V = \frac{\underline{V}_3}{\underline{V}_1} = -\frac{h'_{fe}}{h'_{ie}} \cdot \frac{h''_{ie}}{h''_{fe} + 1}. \tag{13.54}$$

Presupunînd, pentru simplitate, că cele două tranzistoare au aceiaşi parametri hibrizi (figura 13.23, *a* arată că ele lucrează la acelaşi curent de polarizare), rezultă

$$\underline{A}'_V = -\frac{h_{fe}}{h_{fe}+1} \cong -1,\ \underline{A}_v = \underline{A}'_V \underline{A}''_V = -\frac{h^2_{fe} R_C}{h_{ie}(h_{fe}+1)} \cong -\frac{h_{fe} R_C}{h_{ie}}. \tag{13.55}$$

Capacitatea de intrare a etajului, calculată cu teorema Miller, este

$$C_i = C_{be} + C_{bc}(1 - \underline{A}'_V) \cong C_{be} + 2C_{bc}, \tag{13.56}$$

deci capacitatea de reacţie bază-colector este multiplicată abia cu 2 (slab efect Miller).

Mai menţionăm încă o particularitate a etajului cascod, şi anume faptul că *amplificarea de tensiune în gol are valori foarte ridicate*. Dacă $\underline{I}_2 = 0$, atunci (fig. 13.23)

$$\underline{V}_2 \cong \frac{1}{h''_{oe}}(-h''_{fe}\underline{I}'') = \frac{h''_{fe}}{h''_{oe}h''_{ie}} \underline{V}_3. \tag{13.57}$$

Primul etaj lucrează pe o rezistenţă egală cu h''_{ie} şi are amplificarea $-h'_{fe}h''_{ie}/h'_{ie}$. Ca urmare, amplificarea totală este

$$\underline{A}_v = -\frac{h'_{fe}h''_{fe}}{h'_{ie}h''_{oe}} \tag{13.57'}$$

şi poate fi, de pildă, cu două ordine de mărime mai mare decît cea furnizată de un etaj *EC* (relaţia 13.18) sau *BC* (relaţia 13.56).

Pentru $h'_{fe} = h''_{fe} = 100$, $h'_{ie} = 2{,}5$ kΩ, $1/h''_{oe} = 50$ kΩ, obţinem $\underline{A}_V = -2 \cdot 10^6$.

Funcţionarea în condiţii apropiate de gol a circuitului din figura 13.23, *a* este posibilă pe o aşa-zisă „sarcină activă”, care oferă o rezistenţă foarte

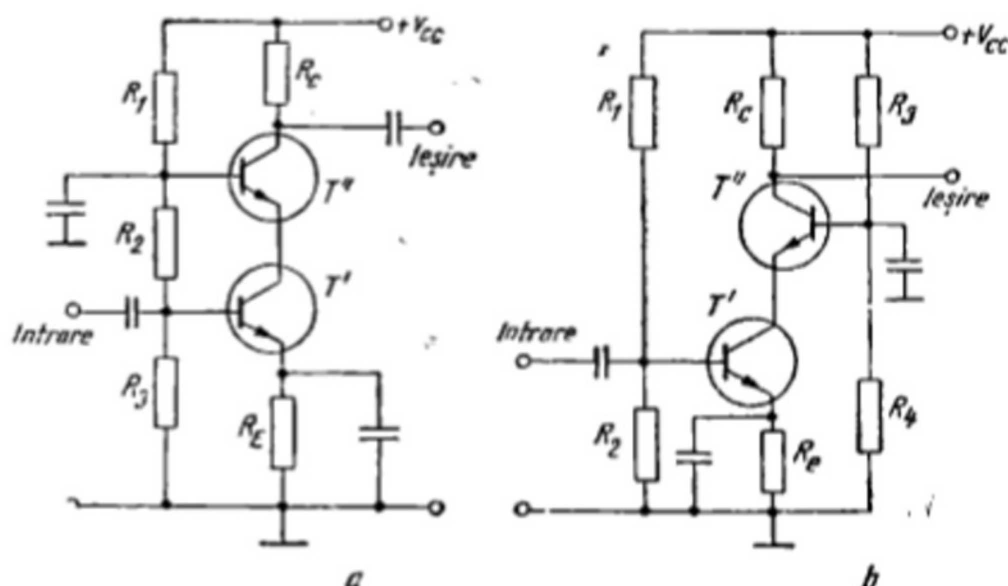


Fig. 13.25

mare în curent alternativ (se poate folosi un tranzistor *pnp* legat cu T'' colector la colector).

Figura 13.25 arată două versiuni de polarizare a etajului cascod. Toate condensatoarele sînt scurtcircuite în domeniul de frecvențe de lucru.

13.4.3. Etaj compus CC—BC (cu cuplaj pe emitor)

Figura 13.26, *a* reprezintă schema de principiu a unui etaj cu cuplaj pe emitor. Schema de curent alternativ apare în figura 13.26, *b*. Înlocuind și tranzistoarele cu circuitele echivalente, obținem circuitul din figura 13.27.

Admitem că în colectorul lui T'' apare sarcina R_C. Neglijăm efectul ui h'_{oe} și h''_{oe}.

● **Rezistența de intrare** în T'' este $h''_{ie}/(h''_{fe}+1)$. Rezistența de intrare a etajului compus este deci

$$R_i = \frac{V_1}{I'} = h'_{ie} + (h'_{fe}+1)\frac{h''_{ie}}{h''_{fe}+1}. \qquad (13.58)$$

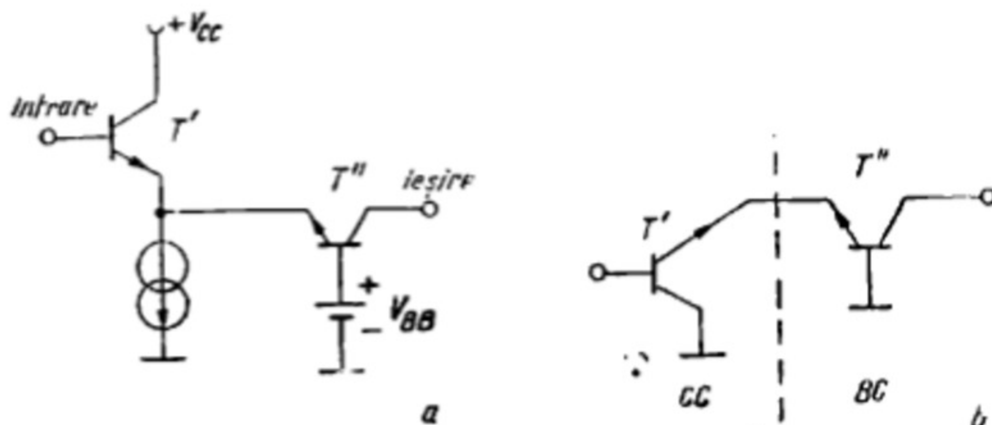


Fig. 13.26

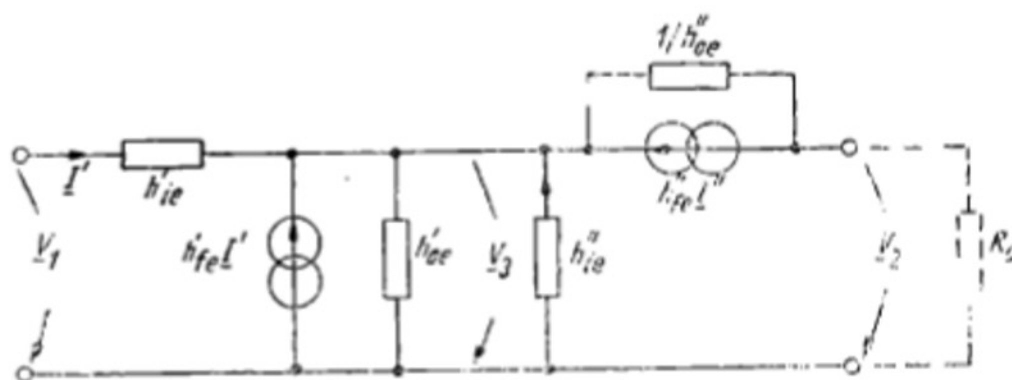


Fig. 13.27

Dacă parametrii celor două tranzistoare sînt identici, atunci $R_i = 2\, h'_{ie} = 2\, h''_{ie}$.

● **Amplificarea în tensiune.** Amplificarea primului etaj este (a se vedea relația (13.37)

$$\underline{A}'_V = \frac{\underline{V}_3}{\underline{V}_1} = \frac{(h'_{fe}+1)\dfrac{h''_{ie}}{h''_{fe}+1}}{h'_{ie} + (h'_{fe}+1)\dfrac{h''_{ie}}{h''_{fe}+1}} \tag{13.59}$$

și, dacă parametrii sînt egali, rezultă $\underline{A}'_V \simeq 1/2$, deci etajul CC nu mai funcționează ca repetor pe emitor (deoarece lucrează pe o rezistență de sarcină foarte mică: rezistența de intrare în etajul BC). La fel ca la montajul cascod, efectul Miller este redus.

Amplificarea totală este

$$\underline{A}_V = \frac{\underline{V}_2}{\underline{V}_1} = \frac{\underline{V}_2}{\underline{V}_3}\cdot\frac{\underline{V}_3}{\underline{V}_1} = \frac{h''_{fe}}{h''_{ie}} R_C \underline{A}'_V \tag{13.60}$$

și, dacă parametrii tranzistoarelor sînt identici,

$$\underline{A}_V = \frac{h_{fe}}{2h_{ie}} R_C \cong \frac{g_m R_C}{2}. \tag{13.60'}$$

● **Amplificarea în curent** a montajului cu cuplaj pe emitor este de ordinul lui h_{fe}.

● Dacă etajul este atacat în curent, atunci **rezistența de ieșire** (evaluată cu intrarea în gol: $I' = 0$) este $(h''_{fe}+1)/h''_{oe}$ adică rezistența de ieșire a tranzistorului T'' în conexiunea BC.

● **Particularități.** Proprietățile circuitului cu cuplaj pe emitor sînt apropiate de cele ale montajului cascod. Are față de acesta avantajul unei tensiuni de alimentare mai mici (cele două tranzistoare nu mai sînt conectate în serie, ci în paralel).

Figura 13.28 reprezintă o schemă completă. Generatorul de curent este realizat cu ajutorul rezistenței R_E, parcurse de curentul

$$I_0 \cong \frac{V_{BB} - V_{BE}}{R_E},\quad V_{BB} = \frac{R_2 V_{CC}}{R_1 + R_2}. \tag{13.61}$$

Schema studiată provine prin asimetrizarea schemei de amplificator diferențial (a se vedea figura 5.39): colectorul primului tranzistor este legat direct la sursa de alimentare (deci la masă în curent alternativ).

Schema cu cuplaj pe emitor, atît în varianta simetrică (amplificator diferențial), cît și în cea asimetrică, este larg folosită în electronică. În afară de amplificatoare, menționăm: circuite de limitare a semnalului, circuite basculante (amplificator cu reacție pozitivă), circuite logice, oscilatoare.

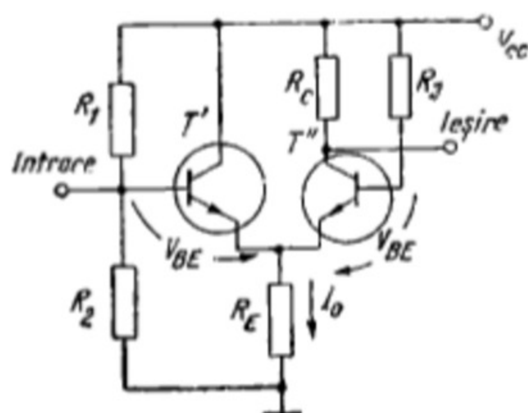


Fig. 13.28

13.5. ETAJE CU IMPEDANȚĂ DE INTRARE MARE

13.5.1. Schemă bootstrap cu tranzistor bipolar

În paragraful 13.3.4 am arătat cum impedanța mare de intrare a tranzistorului în conexiunea colector comun (repetor pe emitor) este scurtcircuitată de rezistențele divizorului din bază. Acest dezavantaj poate fi eliminat prin modificarea circuitului de polarizare a bazei.

Schema de polarizare din figura 13.29, *a* se echivalează în curent continuu cu cea din figura 13.29, *b*, care este practic identică cu cea uzuală. Schema puțin mai complicată din figura 13.29, *a* este mai versatilă: semnalul va fi aplicat tot în bază, dar punctul X va fi scurtcircuitat la emitor printr-un condensator, așa cum se arată în *schema completă* din figura 13.30, ***a***.

Schema echivalentă în curent alternativ apare în figura 13.30, *b*, unde

$$R'_E = \frac{R_E R_{1,2}}{R_E + R_{1,2}} \lesssim R_E, \quad R_{1,2} = \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2} \gg R_E, \tag{13.62}$$

deoarece R_1, R_2 sînt mari, de același ordin de mărime ca și în cazul divizorului, obișnuit de polarizare a bazei.

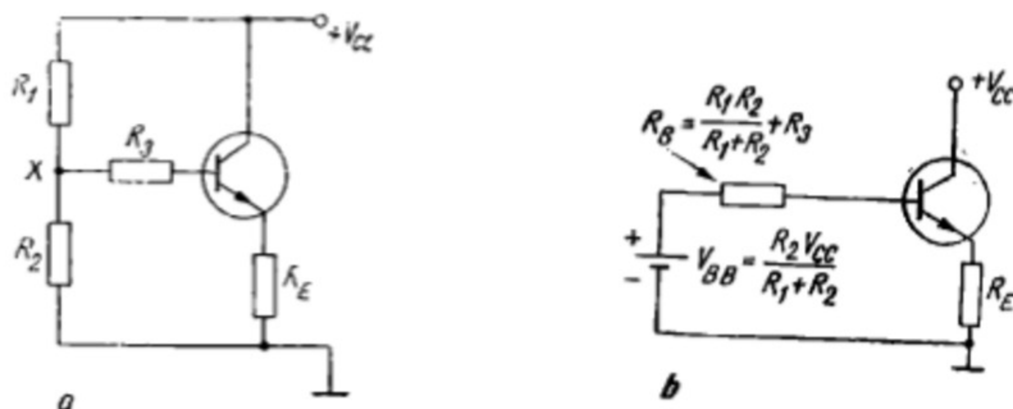


Fig. 13.29

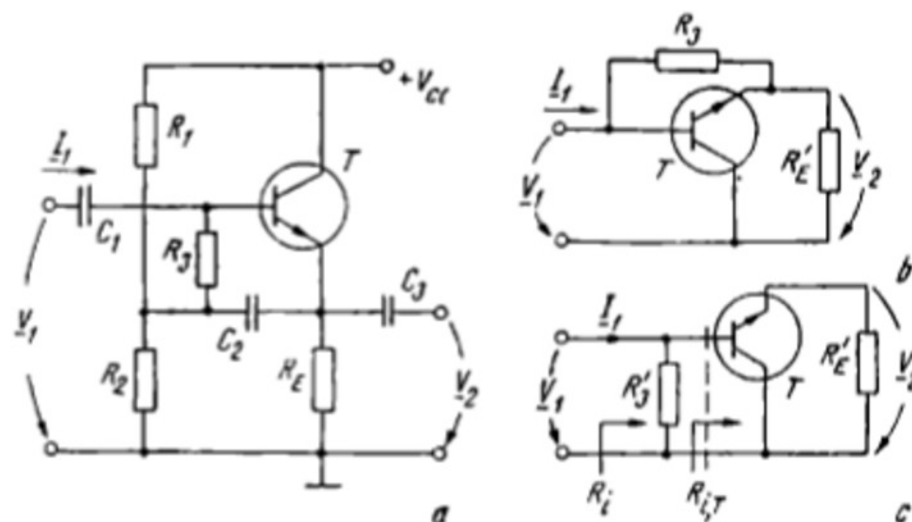


Fig. 13.30

Rezistența R_3 apare în paralel cu rezistența h_{ie} (mult mai mică) din circuitul echivalent al tranzistorului. Putem presupune că efectul lui R_3 asupra amplificării tranzistorului este redus. Ca urmare

$$\underline{A}_V = \frac{\underline{V}_2}{\underline{V}_1} \cong \frac{(h_{fe}+1)R'_E}{h_{ie}+(h_{fe}+1)R'_E}. \tag{13.63}$$

Aplicînd teorema lui Miller rezistenței R_3 din figura 13.30,*b*, se obține rezistența echivalentă R'_3 din figura 13.30, *c*:

$$R'_3 = \frac{R_3}{1-\underline{A}_V} = R_3\left[1+(h_{fe}+1)\frac{R'_E}{h_{ie}}\right] \cong (h_{fe}+1)\frac{R_3R'_E}{h_{ie}}. \tag{13.64}$$

Impedanța de intrare este (fig. 13.30, *c*)

$$R_i = \frac{\underline{V}_1}{\underline{I}_1} = \frac{R'_3R_{i,T}}{R'_3+R_{i,T}}, \quad R_{i,T} = h_{ie}+(h_{fe}+1)\,R'_E \cong \cong (h_{fe}+1)R'_E. \tag{13.65}$$

Putem scrie

$$R'_3 \cong R_{i,T}\frac{R_3}{h_{ie}} \gg R_{i,T}, \tag{13.66}$$

deoarece $R_3 \gg h_{ie}$. Ca urmare, $R_i \cong R_{i,T}$ și *efectul rețelei de polarizare a bazei este practic eliminat.*

Remarcăm totuși că $R'_E < R_E$, scădere datorată unui slab efect de scurtcircuitare dat de R_1 și R_2.

Rezistențele $R_{i,T}$ uzuale sînt de sute de kiloohmi. Rezistențe mai mari se pot obține utilizînd un tranzistor compus (conexiune Darlington). Totuși, rezistența colector bază a primului tranzistor (de ordinul MΩ) nu poate fi depășită.

Metoda folosită (fig. 13.30, *a*) se numeşte *tehnică bootstrap* sau *metoda urmăririi de potenţial*. Într-adevăr, efectul lui R_3 asupra impedanţei de intrare este neglijabil, deoarece curentul care se scurge prin această rezistenţă este redus. Curentul este mic la rîndul lui deoarece $\underline{V}_2 \cong \underline{V}_1$ (emitorul urmăreşte potenţialul bazei).

13.5.2. Schemă bootstrap cu tranzistor cu efect de cîmp

O tehnică similară se aplică etajului drenă comună cu TECJ, aşa cum se arată în figura 13.31, *a*. Schema echivalentă în curent alternativ apare în figura 13.31, *b*, unde $R'_S \cong R_S$ (efectul lui R_1 şi R_2 în paralel cu R_S este cu totul neglijabil — diferenţe de ordine de mărime).

Amplificarea în tensiune este (neglijînd r_d şi efectul lui R_3)

$$\underline{A}_V = \frac{\underline{V}_2}{\underline{V}_1} \cong \frac{g_m R_S}{1 + g_m R_S}. \tag{13.67}$$

Aplicînd teorema lui Miller, obţinem la intrare (fig. 13.31, *c*)

$$R'_3 = \frac{R_3}{1 - \underline{A}_V} = (1 + g_m R_S) R_3 \gg R_3. \tag{13.68}$$

Deşi efectul rezistenţelor de polarizare este mai redus prin aplicarea tehnicii bootstrap, totuşi există unele motive de insatisfacţie, şi anume:

— rezistenţa de intrare a tranzistorului, care este foarte mare (de exemplu 10^9 MΩ), continuă să fie scurtcircuitată prin efectul rezistenţelor de polarizare (R'_3 din (13.68) nu poate depăşi zeci de megaohmi);

— rezistenţa de intrare $R_i \cong R'_3 \cong g_m R_S R_E$ depinde sensibil de punctul static de funcţionare prin intermediul lui g_m;

— rezistenţa de ieşire a repetorului pe sursă este relativ mare: rezistenţa de ieşire a tranzistorului este $1/g_m$ (cu valori de ordinul sutelor de ohmi).

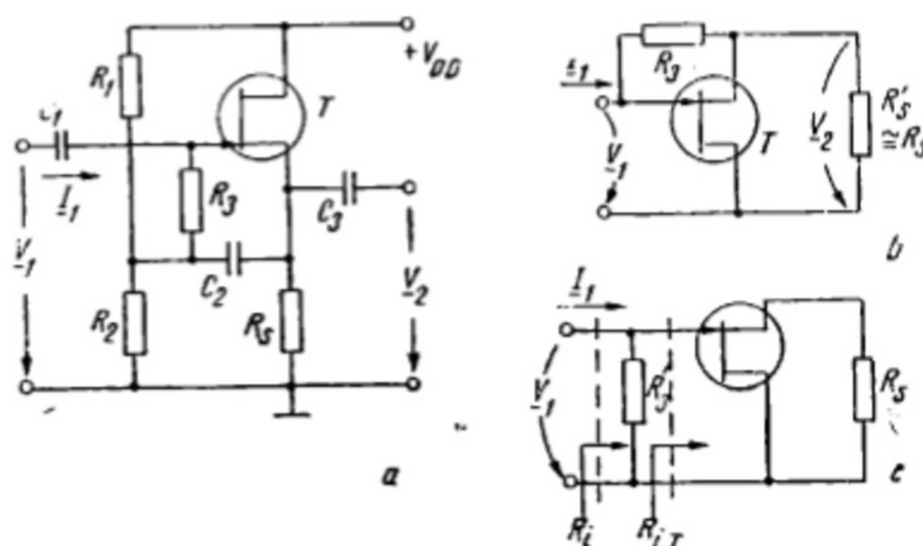


Fig. 13.31

Aceste deficiențe se pot remedia prin modificări ale schemei. Se păstrează TECJ, care oferă o rezistență foarte mare la intrarea în tranzistor dar se introduce și un tranzistor bipolar.

13.5.3. Scheme cu TECJ și tranzistor bipolar

● Cea mai simplă modificare a schemei din figura 13.31,*a* constă în **folosirea unui generator de curent** pentru stabilizarea punctului static de funcționare al TECJ, așa cum se arată în figura 13.32.

● În schema din figura 13.33 **tranzistorul bipolar este folosit ca repetor pe emitor,** pentru a micșora impedanța de ieșire a schemei. Rezultă:

$$R_0 = \frac{R_{0,T_2} R_5}{R_{0,T_2} + R_5} R_3 \gg R_5; \tag{13.69}$$

$$R_{0,T_2} = \frac{h_{ie} + R_{G,2}}{h_{fe} + 1}; \tag{13.70}$$

$$R_{G2} = \frac{R_4}{1 + g_{m1} R_4}. \tag{13.71}$$

Deoarece amplificarea în tensiune a repetorului este practic egală cu unitatea, iar rezistența de sarcină a lui T_1 este aproximativ egală cu R_4, putem scrie

$$\underline{A}_V = \frac{\underline{V}_2}{\underline{V}_1} = \frac{g_{m1} R_4}{1 + g_{m1} R_4}. \tag{13.72}$$

Deoarece $\underline{A}_V$ este independent de sarcină, și impedanța de intrare-practic egală cu $R'_3 = R_3/(1 - \underline{A}_V)$ — este independentă de sarcină.

Prin cuplarea celor două repetoare în cascadă se obține un foarte bun transformator de impedanță (diferența între impedanța de intrare și cea de ieșire este circa șase ordine de mărime). De remarcat, că o „adaptare"

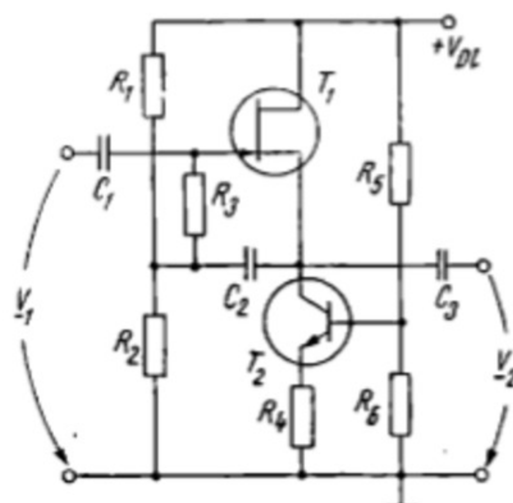


Fig. 13.32

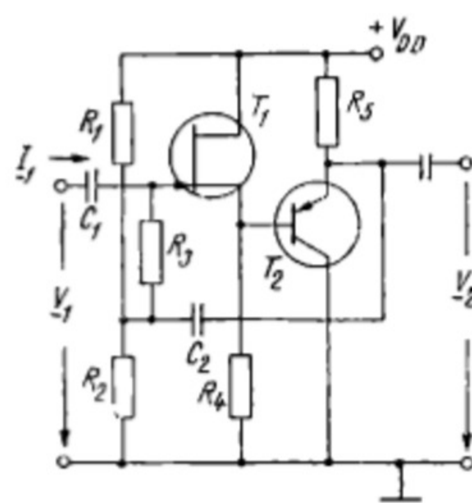


Fig. 13.33

bună a celor două repetoare este favorizată și de cuplarea directă în curent continuu.

● Figura 13.34 arată o ultimă variantă de schemă, in care **tranzistorul bipolar mărește panta efectivă a TECJ.** Dacă se alege $R_D \gg h_{ie}$ atunci curentul alternativ de drenă, I_d, este injectat practic în întregime în baza lui T_2. Prin R_C trece curentul $h_{fe}I_d$ care este injectat în R_S. Deoarece $h_{fe} \gg 1$, curentul ce trece prin R_S este aproximativ $h_{fe}I_d = g_{m1}h_{fe}\underline{V}_{gs}$ și, privind de la bornele lui R_S, totul se petrece ca și cum *TECJ* ar avea panta efectivă $h_{fe}g_m$. Ca urmare

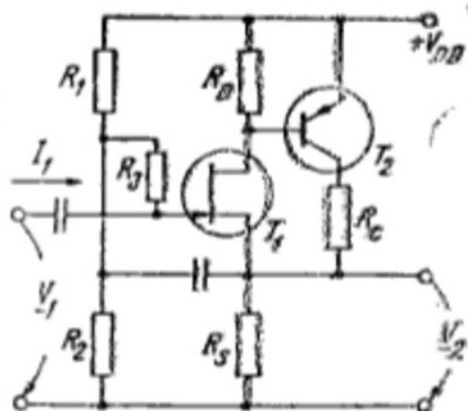


Fig. 13.34

$$\underline{A}_V \cong \frac{g_{m1}R_Sh_{fe}}{1 + g_{m1}R_Sh_{fe}} \tag{13.73}$$

și

$$R_3' = \frac{R_3}{1 - \underline{A}_V} \cong R_3(g_{m1}h_{fe}R_S) \tag{13.74}$$

astfel încît R_3' ajunge la sute de megaohmi și efectul rețelei de polarizare este practic eliminat*.

Rezistența de ieșire a circuitului este

$$R_0 \cong \frac{1}{g_{m1}h_{fe}} \tag{13.75}$$

și poate deveni foarte mică (de cîțiva ohmi).

Se observă că diferența de ordin de mărime dintre rezistența de intrare și cea de ieșire a crescut și mai mult (raportul este $10^8 \ldots 10^9$).

○ **Observație.** O tehnică similară poate fi aplicată într-o schemă cu tranzistor MOS (tranzistor a cărui impedanță de intrare este și mai mare capitolul 7). Utilizarea unui tranzistor bipolar cuplat ca în figura 13.34 pentru mărirea pantei efective a tranzistorului cu efect de cîmp constă de fapt în aplicarea unei reacții pozitive de tip serie-paralel (capitolul 14). Se spune că cele două tranzistoare formează o *pereche complementară cu reacție*.

13.6. ETAJE DE AMPLIFICARE COMPUSE CU TRANZISTOARE CU EFECT DE CÎMP

13.6.1. Etaj cascod cu tranzistoare cu efect de cîmp

Schema unui etaj cascod cu TECJ este reprezentată în figura 13.35, *a*. Tranzistorul T' lucrează ca un generator de curent care polarizează tranzistorul T''. Presupunînd că T'' este în regiunea de saturație a curentului,

* Condiția $R_D \gg h_{ie}$ impusă la începutul calculului determină însă o funcționare a lui T_1 la curenți mici ($I_D \cong V_{EB}/R_D$), deci cu o pantă foarte mică.

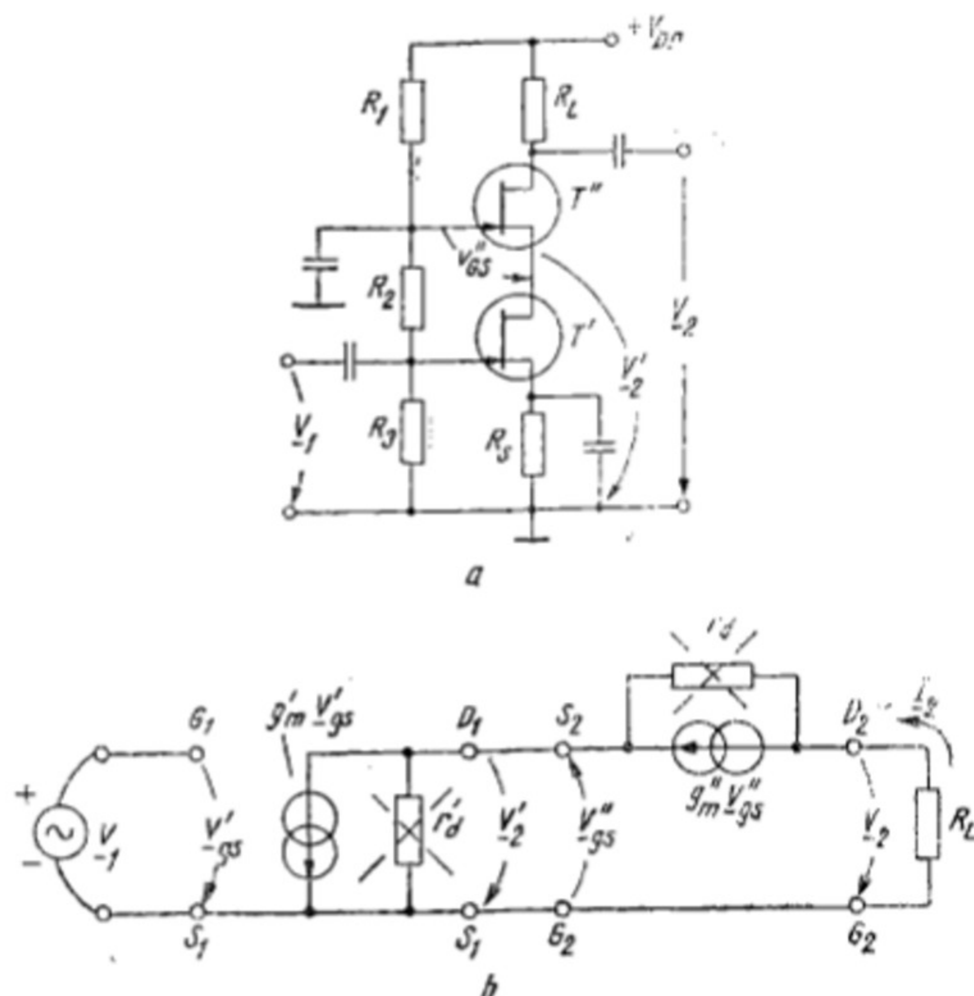


Fig. 13.35

se determină v''_{GS} care trebuie să susţină curentul de drenă şi rezultă potenţialul sursei lui T'' etc.

Toate capacităţile sînt scurtcircuite în domeniul de frecvenţe de interes. Schema echivalentă de curent alternativ apare în figura 13.35, *b*. Dacă se neglijează rezistenţa de drenă r_d, atunci curentul alternativ care parcurge ambele tranzistoare este (fig. 13.35, *b*)

$$\underline{I}_2 = g''_m(-\underline{V}'_2) = g'_m\underline{V}_1. \tag{13.76}$$

● **Amplificarea în tensiune** este

$$\underline{A}_V = \frac{\underline{V}_2}{\underline{V}_1} = \frac{-R_L\underline{I}_2}{\underline{V}_1} = -g'_m R_L. \tag{13.77}$$

● **Amplificarea transadmitanţă** este

$$\underline{A}_Y = \frac{\underline{I}_2}{\underline{V}_1} = g'_m, \tag{13.78}$$

egală chiar cu amplificarea unui tranzistor în conexiunea sursă comună.

● **Particularităţi.** Etajul compus de tip cascod *este superior totuşi unui etaj cu un tranzistor în conexiune sursă comună* din următoarele puncte de vedere:

— efectul Miller este foarte redus deoarece amplificarea primului tranzistor este $\underline{A}'_V = \underline{V}'_2/\underline{V}_1 = -g'_m/g''_m = -1$ (dacă tranzistoarele sînt identice, $g'_m = g''_m$ deoarece curentul de polarizare este același pentru amîndouă). Ca urmare, capacitatea de intrare este

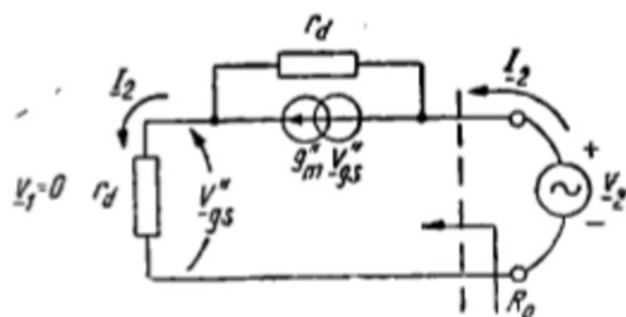


Fig. 13.36

$$C_i = C_{gs} + C_{gd}(1 - \underline{A}'_V) = C_{gs} + 2C_{gd}; \qquad (13.79)$$

— rezistența de ieșire este foarte mare. Ea se calculează pe circuitul echivalent din figura 13.36. Rezultă

$$R_0 = \left.\frac{\underline{V}_2}{\underline{I}_2}\right|_{\underline{V}_1=0} = r''_d + r'_d(g''_m r''_d + 1) \cong r'_d g''_m r''_d, \qquad (13.80)$$

deci se pot obține rezistențe de ieșire de sute de megaohmi cu circa trei ordine de mărime peste valoarea corespunzătoare unui etaj obișnuit (TECJ, sursă comună).

În comparație cu etajul cascod realizat cu două tranzistoare bipolare (paragraful 13.42):

— amplificarea în tensiune este mai mică la aceeași sarcină R_L, deoarece panta tranzistorului cu efect de cîmp este considerabil mai mică decît cea a tranzistorului bipolar;

— rezistența de intrare este cu mult mai mare ($M\Omega$ față de $k\Omega$);

— rezistența de ieșire este mai mare cu circa două ordine de mărime.

Etajul cascod cu două TECJ este un excelent amplificator transadmitanță (R_i = mare, R_0 = foarte mare). Admitanța de transfer este egală cu panta (transconductanța) TECJ și are valori modeste (cîțiva mA/V).

Ca și la etajul cascod cu tranzistoare bipolare, amplitudinea semnalului pe sarcină poate fi mare (limitare datorită străpungerii între drenă și poartă).

13.6.2. Etaje cascod cu TEC și tranzistor bipolar

Cele două tipuri de tranzistoare pot fi combinate în schemă cascod în două versiuni: acestea sînt indicate în figurile 13.37, *a* și *b*. În ambele cazuri tranzistorul de la „parter" joacă rolul unui generator de curent care polarizează tranzistorul de la „etaj".

● **În versiunea din figura 13.37,** *a* (cu TECJ la „etaj") putem considera că amplificatorul este atacat în curent (fig. 13.38). Atunci **amplificarea în curent** este egală cu amplificarea primului etaj:

$$\underline{A}_I = \frac{\underline{I}_2}{\underline{I}_1} = \frac{h_{fe}}{1 + h_{oe}R''_i}, \qquad (13.81)$$

unde R''_i este rezistența de intrare a tranzistorului T'' montat în conexiunea poartă comună. Se poate verifica ușor că $r_d \gg R_L$ este neglijabil în calculul lui R''_i și rezultă $R''_i \cong 1/g''_m$. Condiția $h_{oe}/g''_m \ll 1$ este foarte bine satisfăcută și $\underline{A}_I \cong h_{fe}$.

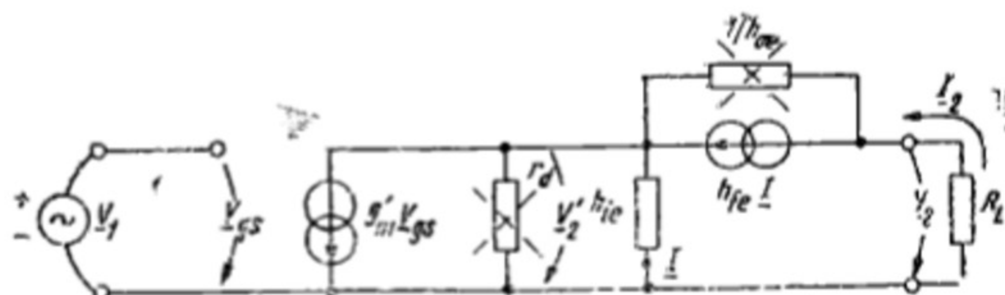


Fig. 13.40

adică valori de ordinul zecilor de megaohmi (produsul $g''_m r''_d$ fiind de ordinul a 10^3).

● Schema echivalentă de curent alternativ a **amplificatorului din figura 13.37,** *b* este reprezentată în figura 13.40. Deoarece amplificarea în curent a lui T'' este aproape egală cu unitatea, **amplificarea în tensiune globală** este

$$\underline{A}_V = \frac{\underline{V}_2}{\underline{V}_1} \cong -g'_m R_L, \tag{13.85}$$

iar **amplificarea transadmitanță** este

$$\underline{A}_Y = \frac{\underline{I}_2}{\underline{V}_1} \cong -g'_m, \; g'_m = \frac{qI_C}{kT}. \tag{13.86}$$

Deoarece T'' oferă o rezistență de intrare foarte mică, amplificarea în tensiune a primului etaj este mult subunitară

$$\underline{A}_V = \frac{\underline{V}'_2}{\underline{V}_1} = -g'_m \frac{h_{ie}}{h_{fe}+1} \cong -\frac{g'_m}{g''_m}, \; |\underline{A}'_V| \ll 1, \tag{13.87}$$

iar efectul Miller este practic inexistent ($C_i \cong C_{gs} + C_{gd}$).

Rezistența la ieșire este cea a unui tranzistor în conexiunea *BC* (emitorul lui T'' este practic în gol).

13.6.3. Alte amplificatoare cu TECJ și tranzistor bipolar

● Figura 13.41 reprezintă un **amplificator cascod „pliat"**, care provine din modificarea schemei din figura 13.37, *b*. Tranzistorul cu efect de cîmp cu canal *n* a fost înlocuit cu un tranzistor cu canal *p* (faptul că a fost reprezentat un tranzistor MOS nu este esențial), iar cele două tranzistoare sînt alimentate în paralel, ceea ce permite reducerea mărimii tensiunii de alimentare. Schema și proprietățile de curent alternativ sînt identice cu cele ale amplificatorului cascod din figura 13.37 *b*.

● *Prin inversarea sursei cu drena* se obține **circuitul din figura 13.42** (am revenit la un tranzistor cu canal *n*). Același circuit poate fi considerat ca provenind din amplificatorul cu cuplaj pe emitor (paragraful 13.4.3) prin înlocuirea tranzistorului de la intrare cu un tranzistor cu efect de cîmp.

Proprietățile acestui ultim amplificator sînt înrudite cu ale celui de tip cascod din figura 13.37, *b*. Cu impedanță de intrare mare și impedanță

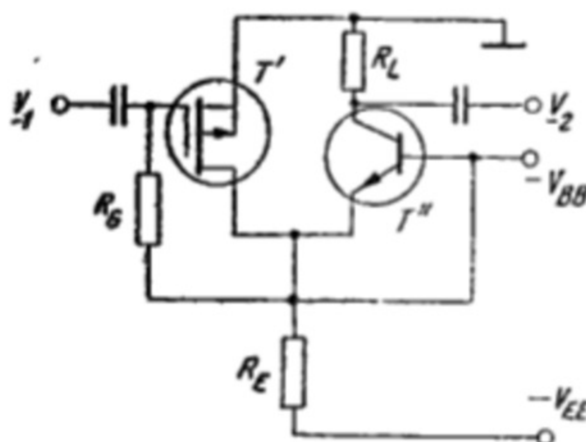


Fig. 13.41

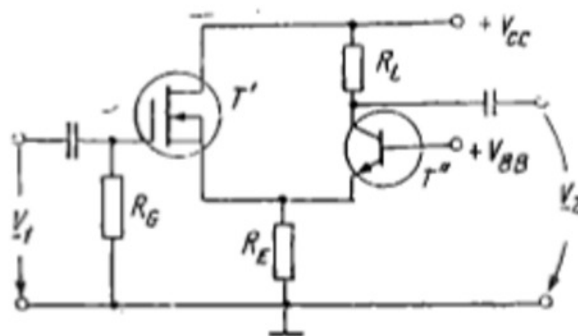


Fig. 13.42

de ieşire mare, acesta este un *bun amplificator transadmitanţă*. Analiza se face pe schema echivalentă din figura 13.43. Tranzistorul T' lucrează pe rezistenţa de intrare R_i'' a lui T''. Putem scrie:

$$\underline{A}_V' = \frac{\underline{V}_2'}{\underline{V}_1} = \frac{g_m' R_E'}{1 + g_m' R_E'} \cong g_m' R_E', \; g_m' R_E' \ll 1, \tag{13.88}$$

unde

$$R_E' = \frac{R_E R_i''}{R_E + R_i''} \lesssim R_i'', \; R_E \gg R_i'' = \frac{h_{ie}}{h_{fe} + 1}, \tag{13.89}$$

deci

$$\underline{A}_V' \cong g_m' R_E' = g_m' \frac{h_{ie}}{h_{fe} + 1} \cong g_m' \frac{h_{ie}}{h_{fe}} \cong \frac{g_m'}{g_m''} \ll 1 \tag{13.90}$$

şi efectul Miller este foarte redus.

Amplificarea în tensiune totală este

$$\underline{A}_V = \underline{A}_V' \cdot \underline{A}_V'' = \frac{g_m'}{g_m''} (g_m'' R_L) = g_m' R_L > 0. \tag{13.91}$$

Amplificarea transadmitanţă este

$$\underline{A}_Y = \frac{\underline{I}_2}{\underline{V}_1} = -g_m'. \tag{13.92}$$

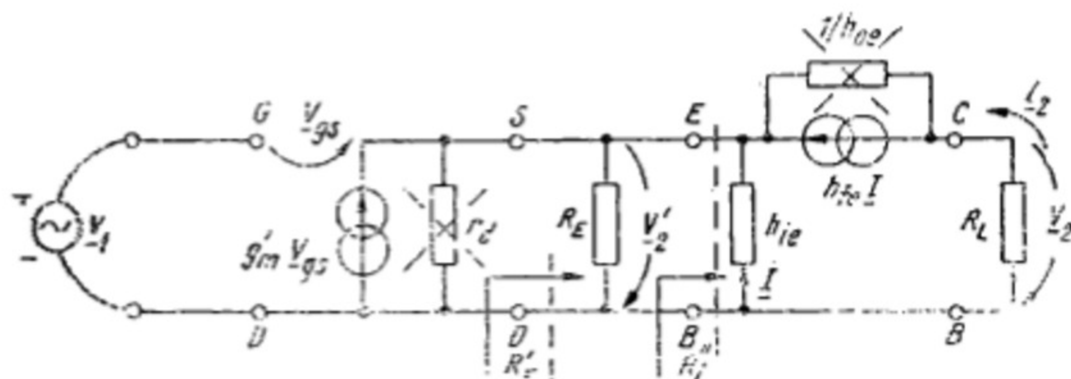


Fig. 13.43

13.7. AMPLIFICATOARE SELECTIVE

13.7.1. Etaj cu tranzistor în conexiune EC și circuit rezonant derivație în colector

Figura 13.44,*a* reprezintă un etaj cu circuit rezonant în colector*. Schema echivalentă în curent alternativ apare în figura 13.44, *b*.

● **Variația cu frecvența a impedanței circuitului rezonant.** Tranzistorul se comportă ca un generator de curent, $\underline{I}$, care atacă circuitul rezonant. Tensiunea de ieșire este $\underline{V} = \underline{Z}\,\underline{I}$, unde $\underline{Z}$ este impedanța circuitului:

$$\frac{1}{\underline{Z}} = \underline{Y} = G + j\omega C + \frac{1}{j\omega L}, \quad G = \frac{1}{R}. \tag{13.93}$$

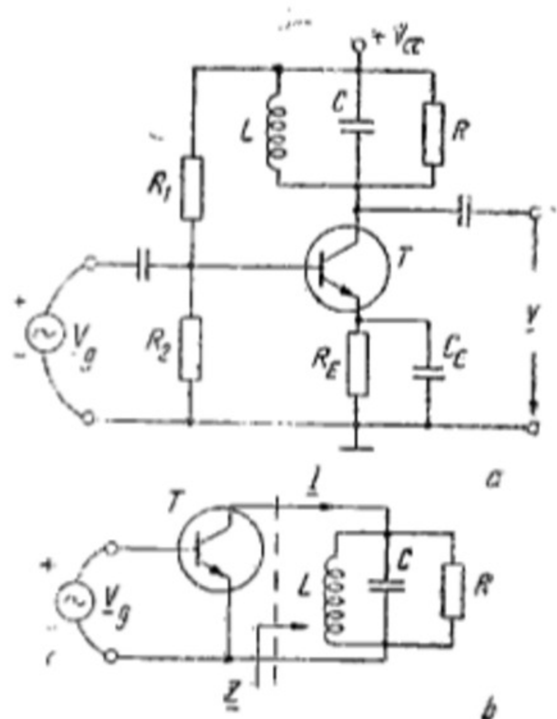


Fig. 13.44

La frecvența (unghiulară) de rezonanță

$$\omega = \omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}, \tag{13.94}$$

rezultă $\underline{Y} = G$ (sarcina din colector se comportă rezistiv). Notînd cu ω' diferența față de *frecvența de rezonanță* ω_0,

$$\omega' = \omega - \omega_0 \tag{13.95}$$

și presupunînd $\omega' \ll \omega_0$, relația (13.93) devine

$$\underline{Y} \cong G + j\omega_0 C + j\omega' C + \frac{1}{j\omega_0 L} + \frac{j\omega'}{\omega_0^2 L}, \tag{13.96}$$

iar dacă se ține seama de expresia lui ω_0:

$$\underline{Y} \cong G + 2j\omega' C. \tag{13.97}$$

● Dacă $\underline{I}$ are o amplitudine dată dar frecvența sa ia valori diferite, atunci **variația cu frecvența a tensiunii de ieșire** este dată de

$$\underline{V} = \frac{\underline{I}}{\underline{Y}} = \frac{\underline{I}}{G + 2j\omega' C} = \underline{V}(j\omega), \ \omega' = \omega - \omega_0. \tag{13.98}$$

La deviația de frecvență

$$\omega' = \omega - \omega_0 = \frac{G}{2C} \tag{13.99}$$

---

* Pierderile circuitului sînt materializate printr-o rezistență paralel, presupusă independentă de frecvență. Rezistența de pierderi serie a bobinei poate și ea să fie transpusă în paralel, dar atunci va depinde de frecvență.

mărimea tensiunii de ieşire scade la $1/\sqrt{2} = 0,707$ din valoarea de la $\omega = \omega_0$ (o atenuare de 3 dB). Variaţia lui $\underline{V}(j\omega)$, aşa cum este descrisă de relaţia aproximativă (13.98), este simetrică în raport cu ω_0. Pentru $\omega < \omega_0$ ($\omega' < 0$), la frecvenţa care corespunde lui

$$\omega' = \omega - \omega_0 = -\frac{G}{2C} \tag{13.100}$$

atenuarea este de asemenea de 3 dB. Ca urmare, *lărgimea de bandă* $\Delta\omega/2\pi$ *pentru care tensiunea de ieşire nu scade sub 3 dB din valoarea sa maximă* este egală cu $G/2\pi C$.

● **Factorul de calitate,** Q, se defineşte astfel

$$Q = \frac{\textit{frecvenţa centrală}}{\textit{lărgimea de bandă}} = \frac{f_0}{\Delta f} = \frac{\omega_0}{\Delta\omega} = \frac{\omega_0 C}{G} = \frac{R}{\omega_0 L}. \tag{13.101}$$

Dacă frecvenţa de rezonanţă a circuitului din colector este suficient de joasă pentru a se putea neglija capacitaţile interne ale tranzistorului, atunci variaţia cu frecvenţa a amplificării în jurul lui ω_0 o va reproduce pe cea a impedanţei $\underline{Z} = 1/\underline{Y}$ a circuitului acordat.

Dacă rezonanţa are loc la frecvenţe mai ridicate, atunci capacităţile tranzistorului nu mai pot fi ignorate. De fapt, chiar frecvenţa de rezonanţă va fi afectată (reamintim dependenţa de condiţiile de lucru, a capacităţilor tranzistorului). Efectul cel mai important este cel a *reacţiei interne* în tranzistor, reacţie care nu mai poate fi neglijată la frecvenţe înalte. Ca urmare apar două probleme: *alinierea* (acordul pe aceeaşi frecvenţă a mai multor circuite rezonante în acelaşi amplificator) *este mai dificilă* şi *funcţionarea* montajului devine *instalabilă* (apar oscilaţii în amplificator).

Acestea vor fi examinate în paragrafele următoare.

13.7.2. Alinierea

Un amplificator de radiofrecvenţă cu mai multe circuite rezonante va avea o *selectivitate** mai bună. Toate circuitele trebuie să fie *aliniate*, adică acordate pe aceeaşi frecvenţă, deoarece în caz contrar amplificarea pe frecvenţa dorită va fi mai redusă, fără a mai vorbi de faptul că variaţia amplificării cu frecvenţa nu va mai fi descrisă de o curbă simetrică, ceea ce va duce la distorsionarea semnalelor modulate care trec prin amplificator.

Vom analiza unul dintre etajele amplificatorului, considerind aici, spre deosebire de figura 13.44, *a*, cazul în care *tranzistorul are cîte un circuit acordat atît la intrare (în bază), cît şi la ieşire (în colector)*. Schema echivalentă pentru calculul de curent alternativ este reprezentată în figura 13.45. Rezistenţa internă a generatorului de semnal este incorporată în G_1. Pentru reprezentarea tranzistorului am folosit un circuit echivalent cu parametri admitanţă. Dependenţa de frecvenţă a acestor parametri este indicată în cataloage. Pentru unele calcule (a se vedea paragraful următor) parametrii $\underline{y}$ ai tranzistorului pot fi determinaţi în funcţie de elementele circuitului echivalent natural.

---

* **Selectivitatea** este proprietatea amplificatorului de a amplifica numai semnalele sinusoidale cu o frecvenţă cuprinsă într-o gamă restrînsă (bandă îngustă).

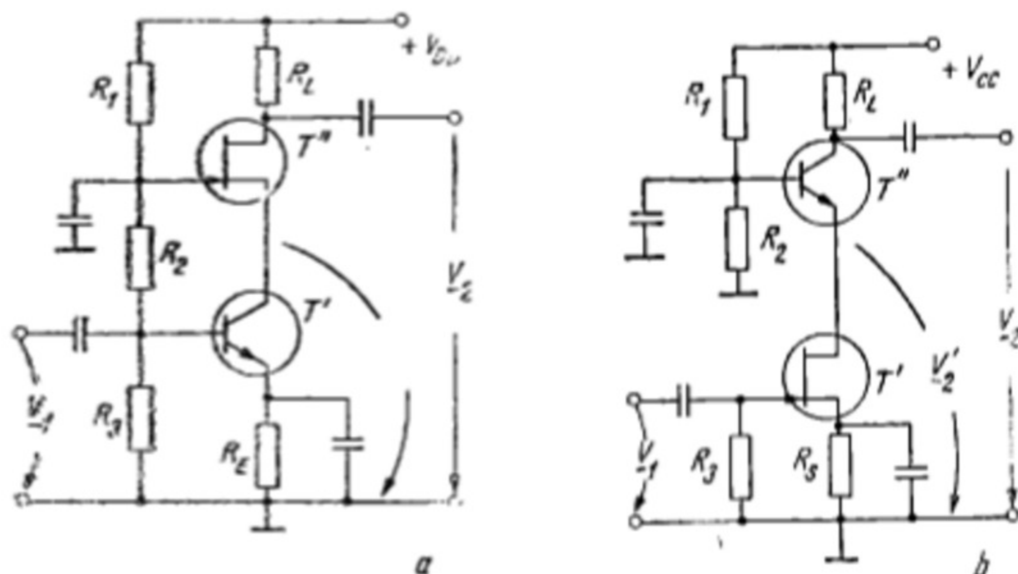


Fig. 13.37

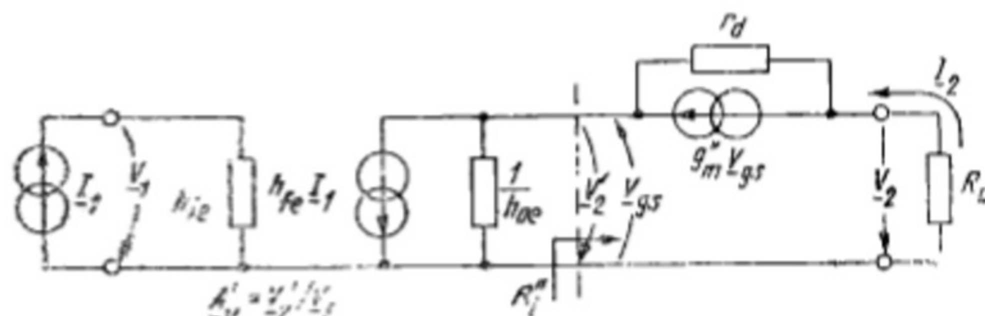


Fig. 13.38

Amplificarea în tensiune a primului etaj (EC) este

$$\underline{A}_V' = -\frac{h_{fe}R_i''}{h_{ie}(1 + h_{oe}R_i'')} \cong -\frac{h_{fe}}{h_{ie}} \cdot g_m'' = -\frac{g_m'}{g_m''}, \tag{13.82}$$

deci capacitatea de intrare este

$$C_i = C_{be} + C_{bc}(1 - A_V') = C_{be} + C_{bc}\left(1 + \frac{g_m'}{g_m''}\right) \tag{13.83}$$

şi efectul Miller nu se poate neglija ($g_m' \gg g_m''$ la acelaşi curent de polarizare). Totuşi, amplificarea în tensiune a primului etaj (şi ca urmare şi efectul Miller) scade prin intercalarea lui T'' între T' şi sarcina R_L.

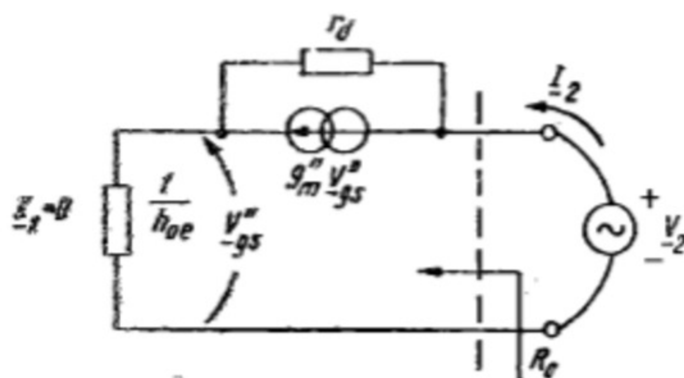


Fig. 13.39

Vom defini rezistenţa de ieşire a amplificatorului cu intrarea în gol (neglijînd h_{re} rezultatul este identic dacă intrarea este în scurtcircuit). Din figura 13.39 rezultă

$$R_0 = \frac{1}{h_{oe}}(1 + g_m''r_d) + r_d \cong \frac{g_m''r_d}{h_{oe}}, \tag{13.84}$$

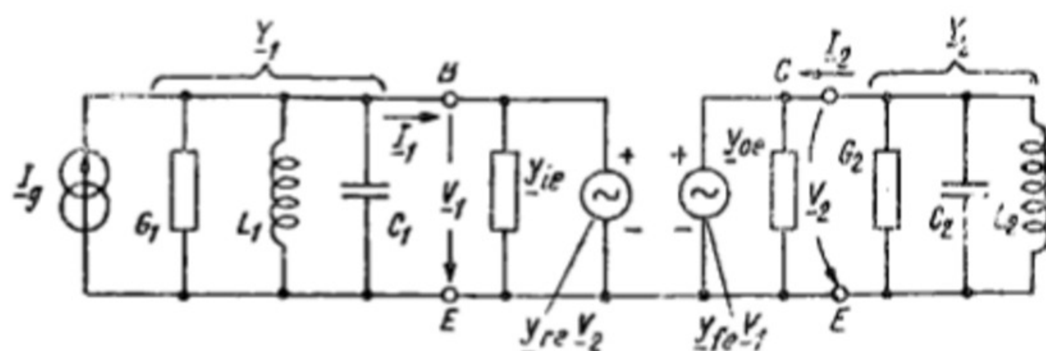


Fig. 13.45

Fie

$$\underline{Y}_1 = G_1 + j\omega C_1 + \frac{1}{j\omega L_1}\,; \qquad (13.102)$$

$$\underline{Y}_2 = G_2 + j\omega C_2 + \frac{1}{j\omega L_2} \qquad (13.103)$$

admitanțele circuitelor rezonante de la intrare, respectiv de la ieșire.

Să presupunem că acordăm succesiv circuitele rezonante ale amplificatorului, plecînd de la intrare.

● **Acordul circuitului de la intrare.** Rezonanța circuitului de la intrare depinde nu numai de $\underline{Y}_1$, ci și de admitanța de intrare în tranzistor $\underline{Y}_i$, care devine la frecvențe înalte un număr complex. Această admitanță se calculează din sistemul de ecuații la noduri care descriu porțiunea de circuit situată la dreapta bornelor de intrare în tranzistor (fig. 13.45):

$$\underline{I}_1 = \underline{y}_{ie}\underline{V}_1 + \underline{y}_{re}\underline{V}_2\,; \qquad (13.104)$$

$$0 = \underline{y}_{fe}\underline{V}_1 + (\underline{y}_{oe} + \underline{Y}_2)\underline{V}_2. \qquad (13.105)$$

Se obține

$$\underline{Y}_i = \frac{\underline{I}_1}{\underline{V}_1} = \underline{y}_{ie} - \frac{\underline{y}_{fe}\underline{y}_{re}}{\underline{y}_{oe} + \underline{Y}_2}. \qquad (13.106)$$

Sensul expresiei de mai sus este următorul: dacă $\underline{y}_{re} \neq 0$ (nu se poate neglija reacția internă în tranzistor) atunci *admitanța de intrare în tranzistor depinde de admitanța circuitului rezonant de la ieșire* (din colector).

● **Acordul circuitului de la ieșire.** Am acordat circuitul din baza tranzistorului considerat și trecem la cel din colector. Dar acordul acestuia din urmă modifică $\underline{Y}_i$ (conform ecuației 13.106) și dezacordează circuitul din bază (a cărui rezonanță corespunde admitanței $\underline{Y}_1 + \underline{Y}_i$). Acest lucru este pe deplin posibil deoarece în jurul rezonanței $\underline{Y}_2$ variază puternic.

Pe de altă parte, dacă revenim pentru a reacorda circuitul din bază, modificăm și frecvența de rezonanță a circuitului din colector.

Printr-un calcul similar se poate arăta că admitanța de ieșire a tranzistorului (care participă la rezonanța din colector, depinde de $\underline{Y}_1$.

Această interacțiune între acordul de la intrare și cel la ieșire face dificilă alinierea circuitelor.

● În cele ce urmează vom stabili o **condiţie pentru reducerea interacţiunii intrare-ieşire.** Rezonanţa la intrare corespunde admitanţei

$$\underline{Y}_1' = \underline{Y}_1 + \underline{Y}_i = \underline{Y} + \underline{y}_{ie} - \frac{\underline{y}_{fe}\underline{y}_{re}}{\underline{y}_{oe} + \underline{Y}_2}. \tag{13.107}$$

Pentru a putea neglija efectul lui $\underline{Y}_2$, punem condiţia ca efectul ultimului termen din relaţia (13.107) să fie neglijabil. De aici — restricţia:

$$\underline{y}_{fe}\underline{y}_{re} \text{ neglijabil faţă de } (\underline{Y}_1 + \underline{y}_{ie})(\underline{Y}_2 + \underline{y}_{oe}). \tag{13.108}$$

Condiţia (13.108) se simplifică dacă se consideră cazul cel mai nefavorabil, şi anume — partea a doua minimă. Vom lăsa la o parte $\underline{y}_{ie}$, $\underline{y}_{oe}$ şi vom lua $\underline{Y}_1 = G_1$, $\underline{Y}_2 = G_2$ (ambele circuite la rezonanţă). Atunci condiţia (13.109) devine

$$|\underline{y}_{fe}\underline{y}_{re}| \ll G_1G_2. \tag{13.109}$$

○ **Notă.** Reducerea lui $|\underline{y}_{fe}\underline{y}_{re}|$ la 10—20% din G_1G_2 poate fi folosită ca o condiţie de proiectare.

13.7.3. Instabilitatea

Să notăm cu G_i partea reală a admitanţei de intrare $\underline{Y}_i$. Conductanţa totală a circuitului de intrare este $G_1' = G_1 + G_i$. Deoarece G_i nu este o conductanţă propiu-zisă, ci un efect electronic, nu este exclusă situaţia $G_i < 0$.

Dacă se ajunge la $G_1' = 0$, atunci pierderile corespunzătoare întregului circuit de intrare sînt nule (pot persista oscilaţii neamortizate în absenţa generatorului de semnal).

Cazul $G_1' < 0$ (conductanţă negativă) corespunde generării de putere de semnal în circuitul de intrare (*autooscilaţii*, se vede capitolul 15). *Aceste oscilaţii determină instabilitatea funcţionării şi trebuie evitate.*

Vom arăta acum *posibilitatea existenţei unei conductanţe* $G_i < 0$. Se poate folosi expresia admitanţei de intrare (13.106), unde parametrii admitanţă ai tranzistorului se deduc în funcţie de parametrii circuitului natural. În figura 13.46 tranzistorul din figura 13.45, *b* a fost înlocuit cu circuitul său echivalent natural. Parametrii $\underline{y}_{fe}$ şi $\underline{y}_{re}$ se determină din figura 13.47, *a* şi respectiv din 13.47, *b*.

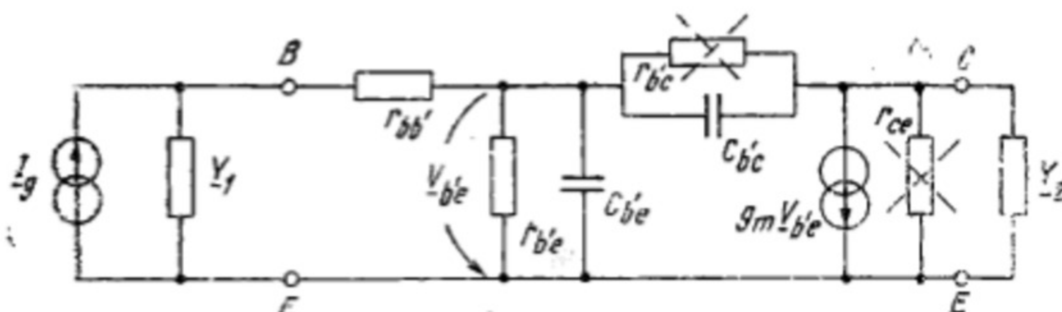


Fig. 13.46

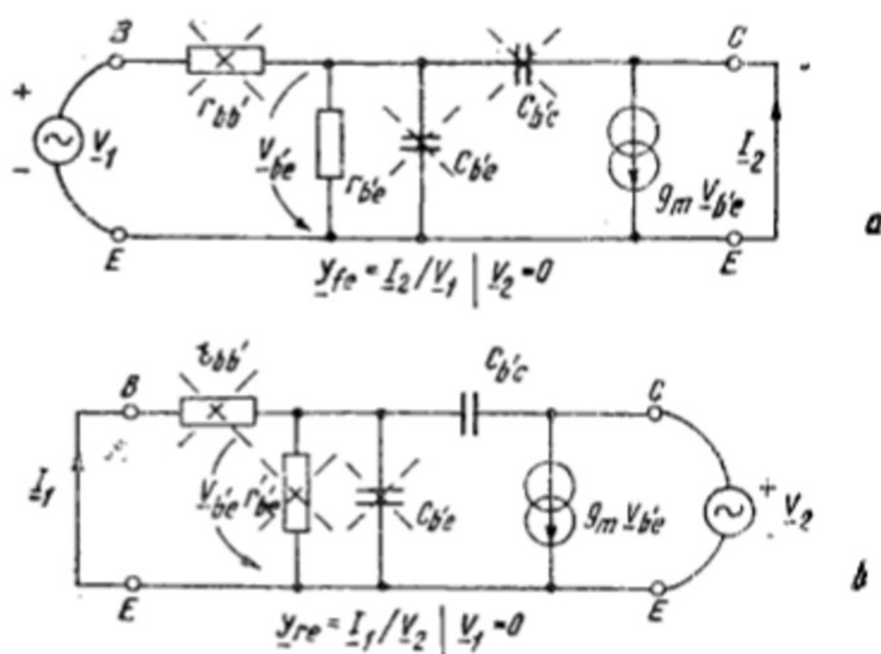


Fig. 13.47

Dacă frecvența este suficient de joasă, atunci

$$\underline{y}_{fe} \cong g_m, \ \underline{y}_{re} \cong -j\omega C_{b'c} \tag{13.110}$$

şi $\underline{Y}_i$ se scrie

$$\underline{Y}_i \cong \underline{y}_{ie} + \frac{j\omega C_{b'c} g_m}{\underline{y}_{oe} + \underline{Y}_2}. \tag{13.111}$$

Dacă ne aflăm sub frecvența de rezonanță a circuitului de ieșire, atunci $\underline{y}_{oe} + \underline{Y}_2$ poate fi de forma $g - jb$ ($b > 0$), deci are o susceptanță inductivă. În acest caz partea reală a celui de-al doilea termen din expresia lui $\underline{Y}_i$ va fi negativă. De aici rezultă posibilitatea ca $G_i = \mathcal{R}e\,(\underline{Y}_i) < 0$.

O altă justificare a lui $G_i < 0$ se poate obține astfel. Dacă în figura 13.46 inglobăm $r_{bb'}$, în circuitul din stînga, atunci

$$\underline{Y}_i \cong g_{b'e} + j\omega C_i, \tag{13.112}$$

unde C_i se estimează cu teorema lui Miller:

$$C_i = C_{b'e} + C_{b'c}(1 - \underline{A}_v) = C_{b'e} + C_{b'c}\left(1 + \frac{g_m}{\underline{Y}_2}\right). \tag{13.113}$$

Dacă $\underline{Y}_2$ nu este real (nu ne aflăm la rezonanță) atunci C_i va fi o mărime complexă. Să presupunem $1/\underline{Y}_2 = \underline{Z}_2 = r + jx$. Atunci

$$\mathcal{R}e\,\underline{Y}_i = g_{b'e} - \omega C_{b'c} g_m x \tag{13.114}$$

şi dacă $x < 0$ (dezacord inductiv) $\mathcal{R}e\,\underline{Y}_i$ *poate* fi negativ.

○ **Observație.** Calculele de mai sus scot în evidență *importanța reducerii efectului capacității de reacție* şi *utilitatea configurațiilor de tip cascod* în amplificatoarele selective.

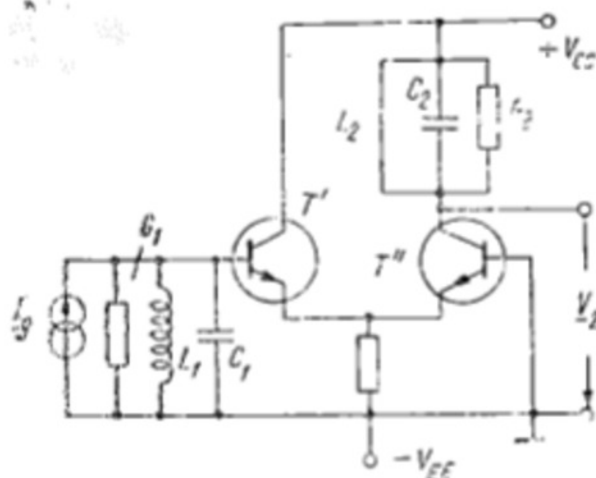


Fig. 13.48

13.7.4. Etaj acordat cu tranzistoare cuplate prin emitor

O bună izolare între intrare şi ieşire se asigură şi prin utilizarea unei perechi de tranzistoare cuplate prin emitor (paragraful 13.4.3), aşa cum se arată în figura 13.48. Aici capacitatea de intrare este

$$C_i = C_{b'c} + C_{b'e}(1 - \underline{A}'_V) \cong C_{b'c} + \frac{1}{2} C_{b'e}, \tag{13.115}$$

deci efectul Miller este redus.

O imagine mai clară a avantajului adus de ultima schemă se obţine pe baza condiţiei de aliniabilitate (13.109). În cazul unui etaj *EC*, folosind relaţiile (13.110) se poate scrie

$$\omega C_{b'c} g_m \ll G_1 G_2. \tag{13.116}$$

În cazul amplificatorului din figura 13.48, g_m trebuie înlocuit cu $-g_m/2$ (a se vedea relaţia 13.60):

$$\underline{y}_{fe} \rightarrow \underline{y}_f \cong -g_m/2 \text{ (frecvenţe joase)}. \tag{13.117}$$

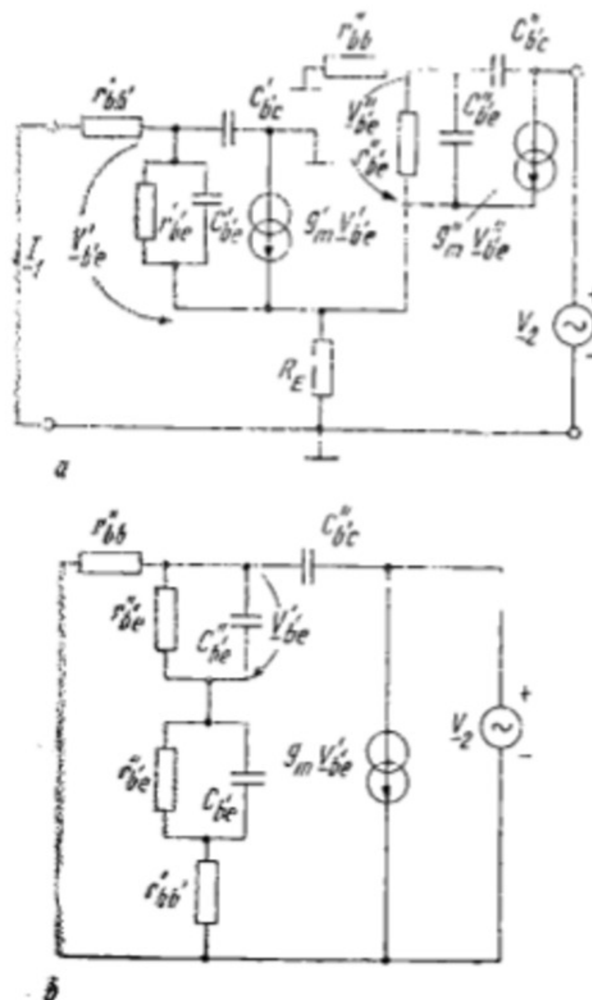


Fig. 13.49

Admitanţa de transfer invers $\underline{y}_r = \underline{I}_1/\underline{V}_2$ se calculează pe circuitul din figura 13.49, *a* ($\underline{V}_1 = 0$). În această schemă vom face o serie de neglijări. În primul rînd se va neglija R_E deoarece este scurtcircuitată de rezistenţa de ieşire din T'. Se vor muta grupurile $r'_{b'e}$, $C'_{b'e}$ şi $r'_{bb'}$, $C'_{b'c}$ mai întîi sub nodul emitorului lui T'', multiplicîndu-le prin $\beta + 1$, şi apoi se vor muta peste nodul emitorului T'' divizîndu-le cu $\beta + 1$, astfel încît să ajungă în serie cu $r''_{b'e}$, $C''_{b'e}$. Deoarece $\underline{V}'_{b'e}$ şi $\underline{V}''_{b'e}$ sînt de aceeaşi mărime dar în antifază (paragraful 13.43), se obţine un unic generator de curent (fig. 3.49, *b*). Vom neglija apoi toate capacităţile (calcul la frecvenţe joase), cu excepţia lui $C''_{b'c}$ care asigură cuplajul ieşire-intrare şi $\underline{I}_1 \neq 0$. Cu $r_{bb'} \ll r_{b'e}$ şi $r_{bb'} \ll 1/\omega C_{b'e}$ rezultă

$$\underline{y}_r = \frac{\underline{I}_1}{\underline{V}_2}\bigg|_{\underline{V}_1=0} \cong -j\omega C_{b'c} \frac{r_{bb'}}{2 r_{b'e}} \tag{13.118}$$

(tranzistoare identice). Condiţia (13.109) devine

$$\omega C_{b'c} g_m \frac{r_{bb'}}{4r_{b'e}} \ll G_1 G_2. \qquad (13.119)$$

Comparînd cu relaţia (13.116), constatăm că membrul întîi s-a micşorat cu factorul $r_{bb'}/4r_{b'e} \gg 1$, deci *condiţia este mult mai uşor de satisfăcut**.

○ **Notă.** Pentru a beneficia la maximum de avantajele acestei scheme, se foloseşte *o pereche de tranzistoare integrate*. Se asigură astfel împerecherea tranzistoarelor şi minimizarea cuplajelor parazite. Circuitul integrat mai poate conţine şi generatorul de curent din emitor (realizat cu tranzistoare), precum şi alte elemente ale circuitului de polarizare.

---

* Cînd condiţia de aliniere (13.116) nu poate fi satisfăcută în proiectare, trebuie redus g_m sau mărit G_2 (în ambele cazuri se sacrifică amplificarea în tensiune).

Capitolul 14

REACȚIA ÎN AMPLIFICATOARE

14.1. PROPRIETĂȚI GENERALE ALE REACȚIEI NEGATIVE

14.1.1. Amplificatoare cu reacție

● **Schema bloc a amplificatorului cu reacție** este reprezentată în figura 14.1. *Amplificatorul de bază* are amplificarea a:

$$X_2 = aX_1, \tag{14.1}$$

unde X_2, X_1 pot fi, fiecare în parte, curenți sau tensiuni. *Rețeaua de reacție* cu funcția de transfer f este realizată de obicei sub forma unui *atenuator de precizie*:

$$X_f = fX_2. \tag{14.2}$$

Semnalul de reacție, X_f, este scăzut din semnalul dat de generator, X_g, într-un *comparator*:

$$X_1 = X_g - X_f. \tag{14.3}$$

● **Amplificarea globală** (incluzînd efectul reacției) este

$$A = \frac{X_2}{X_f} = \frac{a}{1 + af} \tag{14.4}$$

și ea poate fi în modul mai mare sau mai mică decît cea a amplificatorului de bază.

● **Tipuri de reacție.** Definim *reacția pozitivă* pentru

$$|A| > |a|; \quad |1 + af| < 1 \tag{14.5}$$

și *reacția negativă* în cazul

$$|A| < |a|; \quad |1 + af| > 1. \tag{14.6}$$

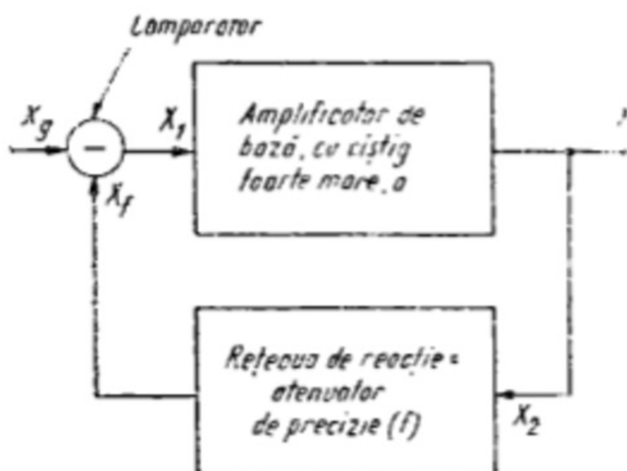


Fig. 14.1

În amplificatoare se folosește reacția negativă care, așa cum vom vedea mai departe, asigură îmbunătățirea unor performanțe. Prețul plătit este necesitatea asigură unui cîștig foarte

mare al amplificatorului de bază (pentru a asigura o valoare impusă a lui A în condițiile în care amplificarea este redusă prin aplicarea reacției negative).

Un caz particular important este acela al unei *reacții negative puternice.* Definim *transmisia pe buclă*

$$T = \frac{X_f}{X_1} = af \tag{14.7}$$

($T > 0$ pentru reacție negativă). Dacă reacția negativă este puternică, $T \gg 1$ (adică $|A| \ll |a|$) și rezultă

$$A\bigg|_{T \gg 1} \cong \frac{a}{af} = \frac{1}{f} = \textit{independentă de amplificator.} \tag{14.8}$$

○ **Observație.** Examinarea atentă a relațiilor de mai sus ne conduce la concluzia că X_1 este extrem de mic față de X_f și acesta din urmă este practic replica semnalului dat de generator ($X_f \cong X_g$) · X_1 are caracterul unui *semnal de eroare* dintr-un sistem de autoreglare.

14.1.2. Desensibilizarea amplificatorului

Amplificarea amplificatorului de bază (a) este sensibilă la condițiile de funcționare (variația tensiunilor de alimentare, variația temperaturii), precum și la dispersia parametrilor dispozitivelor electonice. *În cazul unei reacții negative puternice, amplificarea cu reacție depinde practic numai de rețeaua cu reacție* (relația (14.8)), care este realizată de obicei sub forma unui atenuator de precizie.

Luînd în considerare variațiile lui A în raport cu a, putem scrie

$$\frac{\mathrm{d}A}{\mathrm{d}a} = \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}a}\left(\frac{a}{1 + af}\right) = \frac{1}{(1 + af)^2}\,. \tag{14.9}$$

Din relațiile (14.4) și (14.9) rezultă

$$\left|\frac{\mathrm{d}A}{A}\right| = \frac{1}{|1 + af|}\left|\frac{\mathrm{d}a}{a}\right| = \frac{1}{|F|}\left|\frac{\mathrm{d}a}{a}\right|, \tag{14.10}$$

unde

$$F = 1 + af = 1 + T \tag{14.11}$$

este *factorul de reacție,* sau *factorul de desensibilizare.* Constatăm astfel că variația relativă a amplificării scade prin aplicarea reacției negative exact în raportul în care scade amplificarea. Mărirea amplificării poate fi asigurată prin mărirea numărului de etaje, în timp ce reducerea variației relative a amplificării (desenbilizarea amplificării) este un *cîștig calitativ important.*

14.1.3. Efectul reacției negative asupra distorsiunilor

Admitem că amplificatorul de bază din figura 14.1 are o *caracteristică de transfer neliniară* ca cea din figura 14.2 *a.* Caracteristica este *liniară pe porțiuni* și se poate aplica analiza din paragraful 14.1.1. separat fiecărei

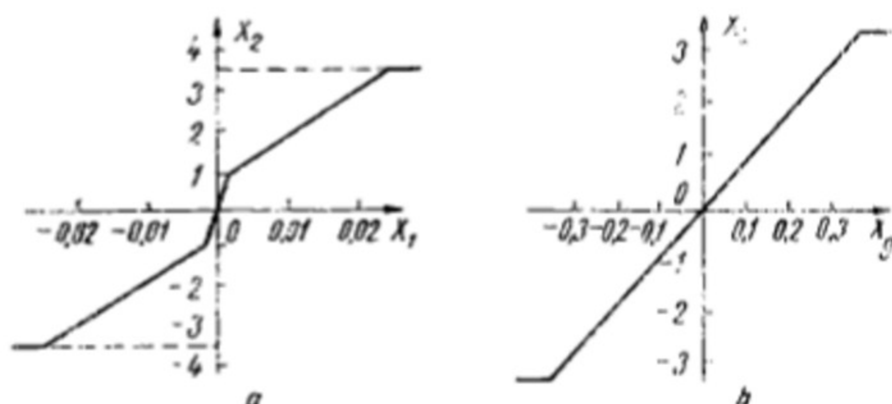


Fig. 14.2

porţiuni liniare. Ne aşteptăm ca amplificatorul cu reacţie negativă să aibă o caracteristică de transfer mult mai liniară decît a amplificatorului de bază, deoarece reacţia are tendinţa de a reduce modificările care survin în amplificarea acestuia din urmă (datorită variaţiei amplificării amplificatorului de bază).

Amplificarea este panta porţiunilor liniare ($\Delta x_2/\Delta x_1$ în figura 14.2,*a*, egală cu 100 pe porţiunea medie a caracteristicii din cadranul *I*). Dacă se aplică o reacţie cu $f = 0{,}1$, atunci panta devine $100/(1 + 100 \cdot 0{,}1) = 9{,}1$. Pe porţiunea din jurul originii, cu $a = 1\,000$, avem $A = 1\,000/(1 + 1\,000 \cdot 0{,}1) = 9{,}9$. Variaţia pantei este deci redusă (9,9 la 9,1 în loc de 10 la 1 în amplificatorul fără reacţie).

Caracteristica de transfer a amplificatorului cu reacţie apare în figura 14.2, *b*.

○ **De remarcat că** *în zona de saturaţie a amplificatorului de bază reacţia negativă nu mai are efect,* deoarece amplificatorul cu reacţie se saturează şi el (în general reacţia este cu atît mai puţin eficientă cu cît amplificarea amplificatorului de bază este mai mică).

○ **Observaţie.** Remarcăm în figura 14.2 că zonele de lucru se raportează la semnalul de ieşire deoarece mărimea distorsiunii este strîns legată de mărimea tensiunii la ieşire.

Aşa cum se observă, *circuitul reduce efectul neliniarităţii*, deoarece neliniaritatea caracteristicilor amplificatorului de bază este nemodificată de reacţie. Cu alte cuvinte amplificatorul de bază continuă să distorsioneze. Ceea ce se petrece de fapt este o *predistorsionare* a semnalului de la intrarea amplificatorului de bază, semnal care este diferenţa între semnalul de la generator şi semnalul de reacţie. O mică distorsiune a semnalului de reacţie provoacă o distorsionare importantă a semnalului diferenţă care atacă amplificatorul neliniar: formă de undă este astfel modificată încît după trecerea prin amplificator să reapară forma originală (de la generator).

Preţul plătit pentru îmbunătăţirea liniarităţii este reducerea amplificării. Se va introduce ca urmare un amplificator suplimentar (care lucrează la semnal mic).

14.1.4. Efectul reacției negative asupra semnalelor parazite

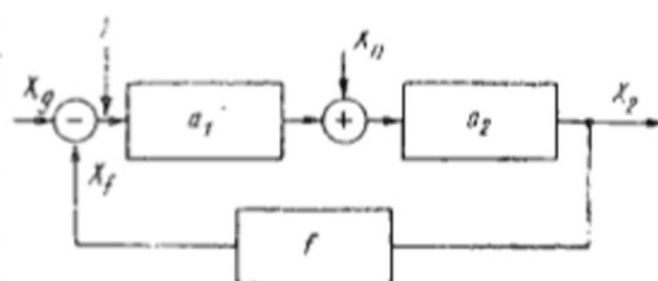


Fig. 14.3

Reacția negativă nu poate avea nici un efect asupra raportului semnal-zgomot (capitolul 12) dacă acest zgomot este introdus în circuit în același punct cu semnalul util.

În continuare vom exemplifica *situația în care semnalul parazit apare în interiorul amplificatorului*, și anume se adaugă la intrarea unui al doilea bloc amplificator care intră în compunerea amplificatorului de bază, așa cum se arată în figura 14.3. Primul bloc este un preamplificator care lucrează la semnale mici. Al doilea bloc este amplificatorul de putere.

Semnalul parazit X_n poate fi, de pildă, zgomotul de rețea (sau brumul), provenit din filtrarea impefectă a tensiunii de alimentare (obținută prin redresare). Acest zgomot este dificil de filtrat în cazul unei surse de alimentare de putere. Acesta este motivul pentru care admitem că numai amplificatorul de putere este afectat de brum.

Semnalul la ieșire se obține prin suprapunerea efectelor semnalului de la generator (X_g) și a zgomotului (X_n). Semnalul util de la ieșire este $a_1a_2X_g/(1 + a_1a_2f)$. Semnalul parazit de la ieșire este $a_2X_n/(1 + a_1a_2f)$. Raportul semnal-zgomot la ieșire rezultă

$$\left(\frac{S}{N}\right)_2 = a_1 \frac{X_g}{X_n}. \tag{14.12}$$

Pentru a pune în evidență îmbunătățirea adusă de reacție, vom presupune că primul amplificator (a_1) a fost introdus pentru a compensa reducerea amplificării datorită reacției negative. Amplificarea inițială, egală cu a_2, trebuie să se păstreze. Ca urmare

$$a_2 = \frac{a_1a_2}{1 + a_1a_2f}, \quad a_1 = 1 + fa_1a_2. \tag{14.13}$$

Raportul semnal-zgomot pentru amplificartorul inițial (a_2) era X_g/X_n (X_g se aplică chiar la intrarea lui a_2). Aplicarea reacției a crescut acest raport cu factorul a_1.

Reducerea „zgomotului" se explică prin *predistorsionarea* semnalului care atacă amplificatorul cu o componentă de zgomot inversată (fenomen oarecum analog cu cel prezentat în paragraful anterior).

Din punct de vedere practic, *reducerea efectului unui semnal parazit prin reacție negativă revine la adăugarea unui amplificator de semnal mic care este practic imun la această perturbație.*

14.1.5. Ameliorarea răspunsului în frecvență

Să presupunem că în schema din figura 14.1 toate semnalele sînt sinusoidale, se lucrează cu fazori $\underline{X}$ și amplificatorul de bază are amplificarea

$$\underline{a} = \frac{a_0}{1 + j\omega/\omega_s}, \quad a_0 > 0, \tag{14.14}$$

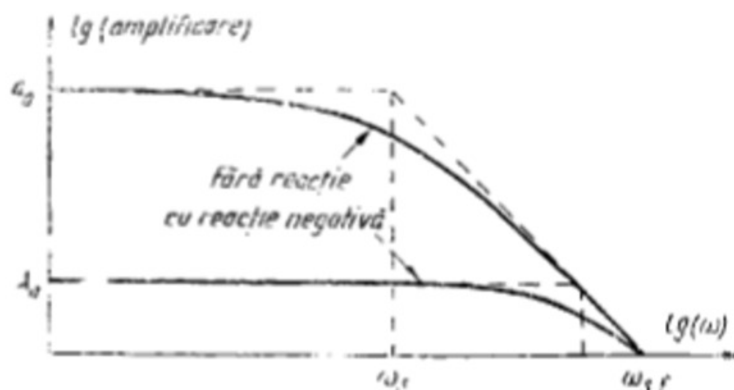


Fig. 14.4

unde a_0 este amplificarea în bandă, iar ω_s este o frecvență limită superioară (la care amplificarea scade cu 3 dB). După aplicarea reacției se obține (f = real):

$$\underline{A} = \frac{\underline{a}}{1 + \underline{a}f} = \frac{A_0}{1 + j\omega/\omega_{s,f}}, \tag{14.15}$$

unde

$$A_0 = \frac{a_0}{1 + a_0 f}, \; \omega_{s,f} = \omega_s(1 + a_0 f), \tag{14.16}$$

deci *banda amplificatorului* (delimitată de $\omega_s/2\pi$) *a crescut exact în raportul în care a scăzut amplificarea* (fig. 14.4). Efectul reacției negative constă în controlul pe care îl exercită asupra compromisului amplificare-bandă.

○ **Este interesant de observat** (fig. 14.4) cum *la frecvențe foarte înalte* răspunsul amplificatorului cu reacție se apropie de cel al amplificatorului fără reacție: *efectul reacției tinde să dispară,* deoarece transmisia pe buclă $|\underline{a}|f$ scade foarte mult.

De remarcat că amplificarea amplificatorului cu reacție nu este la nici o frecvență mai mare decît cea a amplificatorului de bază (la orice ω avem $|\underline{A}| < |\underline{a}|$), ceea ce arată că limitările sînt intrinseci acestuia din urmă.

14.1.6. Modificarea impedanțelor de intrare și ieșire

Impedanțele de intrare și respectiv de ieșire ale amplificatorului cu reacție diferă de cele ale amplificatorului de bază. Și aici reacția negativă are efecte favorabile, deoarece produce modificări într-un asemenea sens încît *amplificatorul tinde să se transforme într-un amplificator ideal (cu amplificarea independentă de circuitul exterior)*. Examinarea acestui aspect este însă imposibilă dacă nu concretizăm natura semnalelor $\underline{X}_1$ și $\underline{X}_2$ din figura 14.1. Pe de altă parte, trebuie să recunoaștem că pînă în acest moment am lucrat în mod tacit cu blocuri „ideale", caracterizate de funcții de transfer independente de circuitul exterior. Acesta nu este cazul circuitelor reale.

În cele ce urmează ne propunem să concretizăm o *teorie a reacției* aplicabilă circuitelor concrete, teorie care pleacă de la configurația conexiunilor între blocurile din figura 14.1, adică de la topologia circuitelor cu reacție.

14.2. TOPOLOGIA CIRCUITELOR CU REACȚIE

14.2.1. Tipuri de reacție

Semnalul de reacție, $\underline{X}_f$, care se compară cu semnalul dat de generator, $\underline{X}_g$, este proporțional cu semnalul de ieșire, $\underline{X}_2$. Semnalul de ieșire poate fi curent sau tensiune. Semnalele care sînt asociate comparatorului de la intrare ($\underline{X}_g$, $\underline{X}_f$ și $\underline{X}_1$) pot fi, independent de $\underline{X}_2$, fie curenți, fie tensiuni. Există în total patru posibilități, care sînt examinate în cele ce urmează.

● Schema din figura 14.5 ilustrează aplicarea reacției unui amplificator de tensiune. Rețeaua de reacție ia un eșantion al tensiunii de ieșire și îl compară cu tensiunea dată de generatorul de semnal. **Reacția se numește cu eșantionare în nod și comparare pe buclă.**

Alte denumiri sînt *reacție de tensiune serie* sau *reacție serie-paralel.*

● În figura 14.6 se prezintă o **reacție cu eșantionare pe buclă și comparare în nod.** La intrare se aplică un curent de reacție care este un eșantion al curentului de ieșire. Din modul în care se consideră semnalele apare firesc să privim amplificatorul de bază ca un amplificator de curent. Aceasta nu înseamnă însă că amplificatorul este ideal.

Reacția se mai numește *de curent paralel* sau *reacție paralel-serie.*

● Figura 14.7 ilustrează o **reacție cu eșantionare în nod și comparare în nod** aplicată unui amplificator transimpedanță (mărimea de ieșire — tensiunea, mărimea de intrare-curentul).

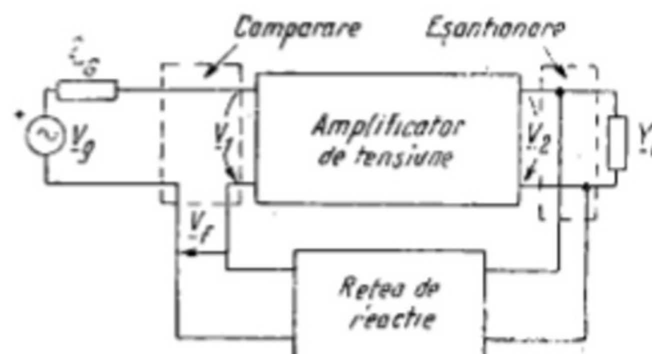


Fig. 14.5

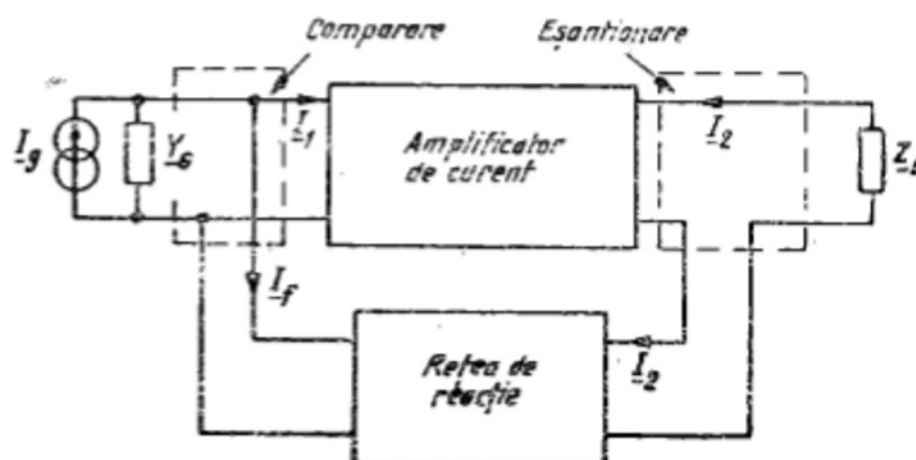


Fig. 14.6

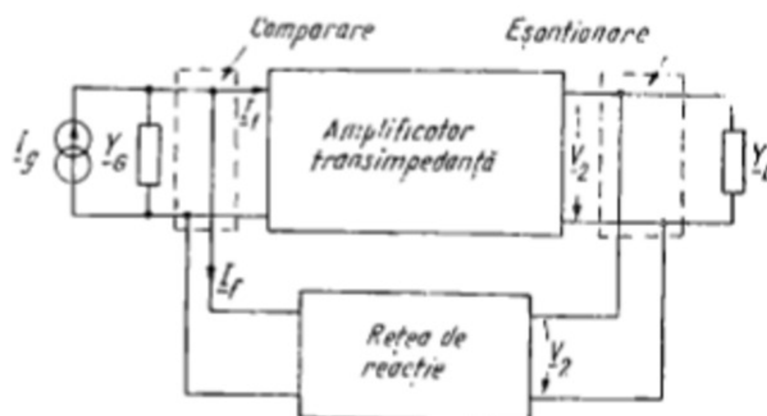


Fig. 14.7

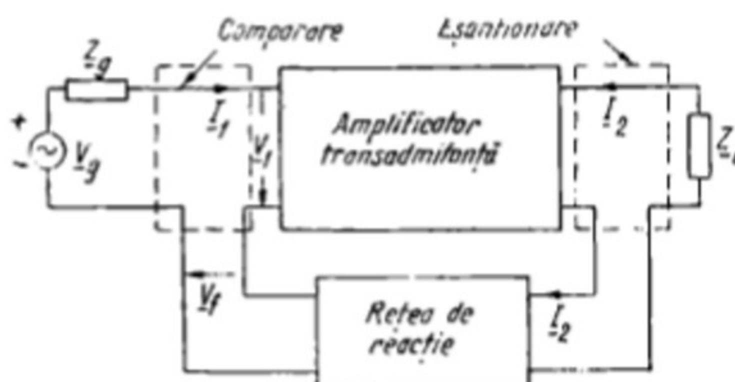


Fig. 14.8

Se mai numeşte *reacţie de tensiune paralel* sau *reacţie paralel-paralel.*

● Figura 14.8 prezintă **reacţia cu eşantionare pe buclă şi comparare pe buclă,** aplicată unui amplificator transadmitanţă.

Alte denumiri: *reacţie de curent serie* sau *reacţie serie-serie.*

○ **Notă.** În fiecare dintre aceste **configuraţii** (topologii) reacţia poate fi **pozitivă** sau **negativă.**

Ca o introducere la teoria reacţiei vom studia situaţii în care:

— amplificatorul este unilateral;
— generatorul este ideal;
— reţeaua de reacţie este un „atenuator ideal".

14.2.2. Amplificator de tensiune cu reacţie

Cazul amplificatorului de tensiune este discutat cu referire la figura 14.9. Pentru simplitate, toate impedanţele sînt considerate rezistenţe. Amplificatorul este modelat ca un generator de tensiune, cu amplificarea de tensiune în gol $a_{V\infty}$. Deoarece impedanţa de intrare a reţelei de reacţie este infinită, amplificarea va fi:

$$\underline{a}_v = \frac{\underline{V}_2}{\underline{V}_1} = \frac{R_L}{R_L + R_0} a_{V\infty}. \tag{14.17}$$

Semnalul de reacţie este

$$\underline{V}_f = f\underline{V}_2 = f\underline{a}_v\underline{V}_1 = \underline{T}\underline{V}_1. \tag{14.18}$$

iar *amplificarea cu reacţie*

$$\underline{A}_v = \frac{\underline{V}_2}{\underline{V}_g} = \frac{\underline{V}_2}{\underline{V}_1 + \underline{V}_f} = $$

$$= \frac{\underline{V}_2/\underline{V}_1}{1 + \underline{V}_f/\underline{V}_1} = \frac{\underline{a}_v}{1 + \underline{T}}. \tag{14.19}$$

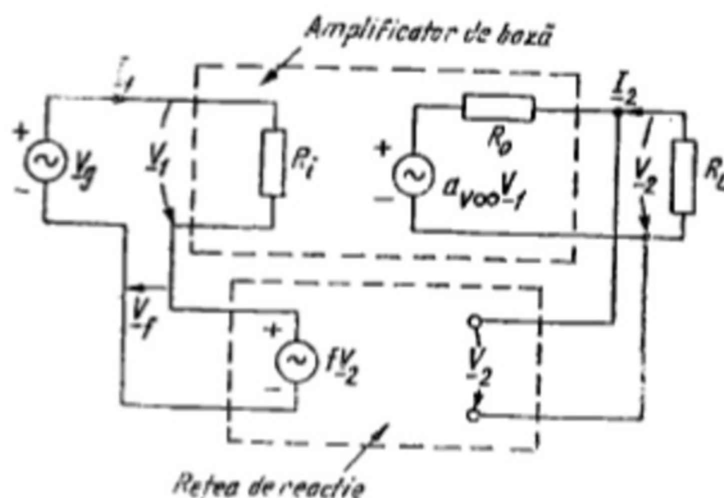


Fig. 14.9

Rezistenţa de intrare „cu reacţie" este

$$R_{i,f} = \frac{\underline{V}_g}{\underline{I}_1} = \frac{\underline{V}_1 + \underline{V}_f}{\underline{I}_1} = R_i\left(1 + \frac{\underline{V}_f}{\underline{V}_1}\right) = R_i(1 + \underline{T}), \tag{14.20}$$

iar *rezistenţa de ieşire* $R_{0,f}$ se estimează cu $\underline{V}_g = 0$ şi găsim succesiv

$$\underline{V}_2 = a_{V\infty}\,\underline{V}_1 + R_0\underline{I}_2 = -a_{V\infty}f\underline{V}_2 + R_0\underline{I}_2\,; \tag{14.21}$$

$$R_{0,f} = \left.\frac{\underline{V}_2}{\underline{I}_2}\right|_{\underline{V}_g=0} = \frac{R_0}{1 + fa_{V\infty}} = \frac{R_0}{1 + T^*}, \tag{14.22}$$

unde

$$T^* = T|_{R_L\to\infty} = f \cdot a_V|_{R_L\to\infty} = fa_{V\infty} \tag{14.23}$$

este tensiunea pe buclă calculată în gol.

Să presupunem că reacţia este negativă: $T > 0$; $F = 1 + T > 1$ şi $|\underline{A}_V| < |\underline{a}_V|$. *Rezistanţa de intrare* a amplificatorului cu reacţie este rezistenţa de intrare a amplificatorului de bază, R_i, multiplicată prin $F > 1$, deci *creşte* faţă de R_i.

Rezistenţa de ieşire scade prin aplicarea reacţiei negative ($T^* > 0$) dar nu exact în raportul în care scade amplificarea (factorul de reacţie este corectat).

Prin creşterea rezistenţei de intrare şi scăderea rezistenţei de ieşire ca urmare a aplicării reacţiei negative, amplificatorul poate fi mai uşor atacat în tensiune şi respectiv citit în tensiune, deci este un *amplificator de tensiune mai bun*.

○ **Precizare.** Aplicarea unei reacţii pozitive inversează concluziile de mai sus.

○ **Observaţie.** Aplicarea teoriei este deosebit de simplă, cu condiţia ca reţeaua de reacţie prezentă într-o schemă bine determinată să poată fi într-adevăr idealizată. În realitate *reţeaua de reacţie încarcă atît circuitul de intrare, cît şi circuitul cel de ieşire al amplificatorului.* De aceea conectarea acestei reţele produce mai multe modificări în calcule decît simpla adăugare a semnalului de reacţie pe bucla de intrare.

14.2.3. Amplificator transimpedanță cu reacție

Un al doilea exemplu ales acela al amplificatorului transimpedanță. Amplificatorul de bază va fi privit, de la bornele de ieșire, ca un generator de tensiune controlat în curent. Este un generator „real" cu o anumită rezistență de ieșire, R_0 (fig. 14.10). Amplificarea „fără reacție" (amplificarea amplificatorului de bază) este:

$$\underline{a}_Z = \frac{\underline{V}_2}{\underline{I}_1} = \frac{a_{Z\infty} R_L}{R_L + R_0}. \tag{14.24}$$

Transmisia pe buclă are expresia ($\underline{I}_f = f\underline{V}_2$)

$$\underline{T} = \frac{\underline{I}_f}{\underline{I}_1} = \frac{\underline{I}_f}{\underline{V}_2} \cdot \frac{\underline{V}_2}{\underline{I}_1} = f\underline{a}_Z, \tag{14.25}$$

iar *amplificarea „cu reacție"*

$$\underline{A}_Z = \frac{\underline{V}_2}{\underline{I}_g} = \frac{\underline{V}_2}{\underline{I}_f + \underline{I}} = \frac{\underline{V}_2/\underline{I}_1}{1 + \underline{I}_f/\underline{I}_1} = \frac{\underline{a}_Z}{1 + \underline{T}}. \tag{14.26}$$

Conductanța de intrare este

$$G_{i,f} = \frac{\underline{I}_g}{\underline{V}_1} = \frac{\underline{I}_1 + \underline{I}_f}{\underline{V}_1} = G_i(1 + T) \tag{14.27}$$

și *crește* datorită aplicării unei reacții negative ($T > 0$), deci rezistența de intrare scade (în contrast cu rezultatul obținut în cazul precedent). În schimb formula

$$R_{0,f} = \frac{R_0}{1 + T^*}, \quad T^* = T\Big|_{R_L \to \infty} \tag{14.28}$$

se reia și în acest caz (topologia la ieșirea amplificatorului este aceeași). *Rezistența de ieșire scade* datorită reacției negative.

Proprietatea de mai sus poate fi explicată calitativ în felul următor. În cazul eșantionării în nod, prin aplicarea reacției negative se tinde să se mențină tensiunea de la ieșire constantă atunci cînd variază amplificarea $\underline{a}_Z$. Dar o cauză de variație a lui $\underline{a}_Z$ este variația rezistenței de sarcină R_L. Ca urmare $\underline{V}_2$ tinde, datorită aplicării reacției negative, să depindă mai puțin de sarcina R_L. De aici tragem concluzia că rezistența de ieșire scade datorită reacției negative.

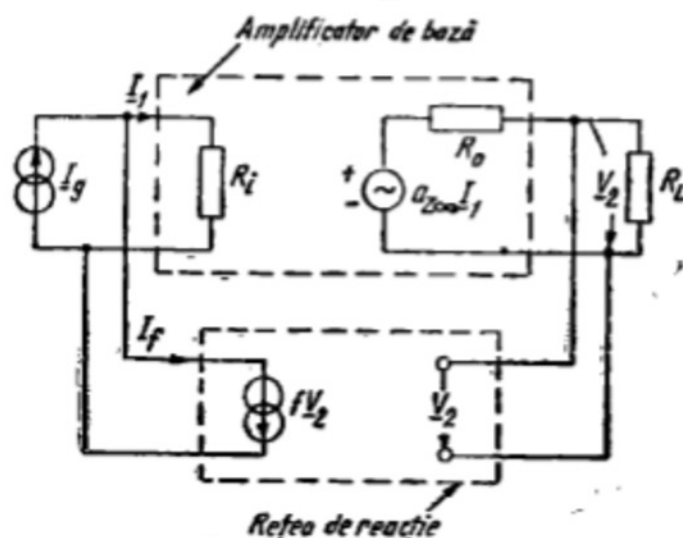


Fig. 14.10

14.3. REACȚIA CU EȘANTIONARE ÎN NOD ȘI COMPARARE ÎN NOD

14.3.1. Descrierea cu parametri de cuadripol

Renunțînd la presupunerile simplificatoare din paragrafele precedente, vom apela

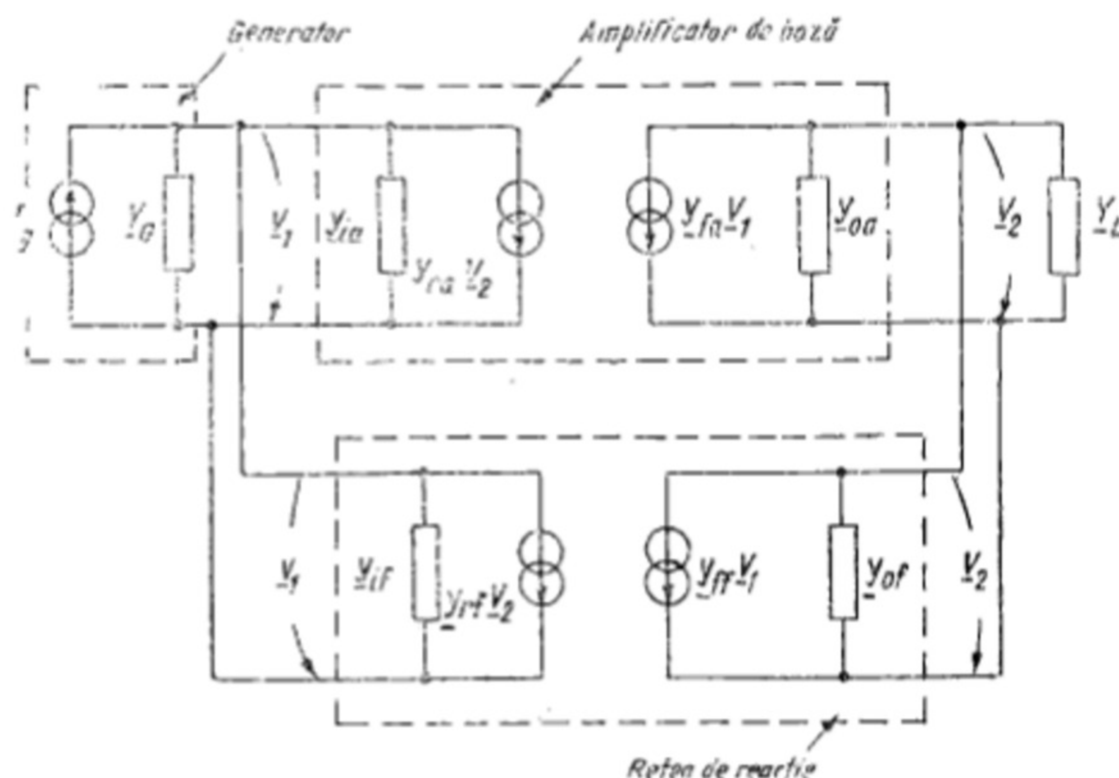


Fig. 14.11

la descrierea cea mai generală a amplificatorului de bază și respectiv a circuitului de reacție: vom folosi parametrii de cuadripol.

Orice parametri se pot folosi în principiu dar este rațional să-i alegem pe cei care ușurează calculele. În cazul topologiei nod-nod este indicată o reprezentare paralel, așa după cum se va vedea imediat.

Se apelează la *reprezentarea cu parametri admitanță* atît pentru amplificator, cît și pentru rețeaua de reacție (fig. 14.11). Generatorul de semnal apare sub forma unui generator de curent.

Se aplică teorema I-a a lui Kirchhoff în nodurile de intrare și respectiv de ieșire:

$$\underline{I}_g = (\underline{Y}_G + \underline{y}_{ia} + \underline{y}_{if})\underline{V}_1 + (\underline{y}_{ra} + \underline{y}_{rf})\underline{V}_2 ; \tag{14.29}$$

$$0 = (\underline{y}_{fa} + \underline{y}_{ff})\underline{V}_1 + (\underline{Y}_L + \underline{y}_{oa} + \underline{y}_{of})\underline{V}_2 . \tag{14.30}$$

Eliminînd pe $\underline{V}_1$ explicităm amplificarea:

$$\underline{A}_Z = \frac{\underline{V}_2}{\underline{I}_g} = \frac{\underline{y}_{fa} + \underline{y}_{ff}}{(\underline{y}_{fa} + \underline{y}_{ff})(\underline{y}_{ra} + \underline{y}_{rf}) - (\underline{Y}_G + \underline{y}_{ia} + \underline{y}_{if})(\underline{Y}_L + \underline{y}_{oa} + \underline{y}_{of})} . \tag{14.31}$$

14.3.2. Transmisia unilaterală pe bucla de reacție

Formula (14.31) este complicată, mult mai puțin sugestivă decît relația (14.4). În plus, aplicarea ei presupune determinarea parametrilor de cuadripol (opt parametri determinați prin calcul pe patru circuite diferite: cîte două blocuri în condiții de scurtcircuit la intrare, respectiv ieșire).

O presupunere simplificatoare care poate fi bine tolerată în practică este cea a circulației semnalului într-un sens bine determinat pe bucla de reacție :

— de la intrare spre ieșire prin amplificator :

— de la ieșire spre intrare prin circuitul de reacție.

Ca urmare, vom neglija pe $\underline{y}_{ff}$ în raport cu $\underline{y}_{fa}$:

$$\mathcal{R}_e(\underline{y}_{fa}) \gg \mathcal{R}_e(\underline{y}_{ff}), \ \mathcal{I}_m(\underline{y}_{fa}) \gg \mathcal{I}_m(\underline{y}_{ff}) \tag{14.32}$$

și pe $\underline{y}_{ra}$ în raport cu $\underline{y}_{rf}$

$$\mathcal{R}_e(\underline{y}_{rf}) \gg \mathcal{R}_e(\underline{y}_{ra}), \ \mathcal{I}_m(\underline{y}_{rf}) \gg \mathcal{I}_m(\underline{y}_{ra}). \tag{14.33}$$

Formula (14.31) devine atunci

$$\underline{A}_Z = \frac{\underline{y}_{fa}}{\underline{y}_{fa}\underline{y}_{rf} - (\underline{Y}_G + \underline{y}_{ia} + \underline{y}_{if})(\underline{Y}_L + \underline{y}_{oa} + \underline{y}_{of})}. \tag{14.34}$$

În acest moment vom defini *o amplificare în buclă de reacție deschisă :*

$$\underline{a}_z = \underline{A}_z|_{y_{rf}\to 0} = -\frac{\underline{y}_{fa}}{(\underline{Y}_G + \underline{y}_{ia} + \underline{y}_{if})(\underline{Y}_L + \underline{y}_{oa} + \underline{y}_{of})}, \tag{14.35}$$

ceea ce ne permite să scriem

$$\underline{A}_Z = \frac{\underline{a}_Z}{1 + \underline{y}_{rf}\underline{a}_Z} = \frac{\underline{a}_Z}{1 + \underline{T}}, \ \underline{T} = \underline{y}_{rf}\underline{a}_Z. \tag{14.36}$$

○ **Precizare.** Această expresie prezintă *o asemănare formală* cu relația (14.4) care dă amplificarea cu reacția în funcție de amplificarea fără reacție și de funcția de transfer a rețelei de reacție.

14.3.3. Teoria reacției cu eșantionare în nod și comparare în nod

Cu intenția de a da un sens mărimilor $\underline{a}_Z$ și $\underline{y}_{rf}$ din expresia (14.36), vom modifica așezarea admitanțelor din schema echivalentă arătată în figura 14.11 ($\underline{y}_{ra} = 0$ și $\underline{y}_{ff} = 0$), construind un *amplificator „modificat"* cu amplificarea $\underline{a}_Z$ și o rețea de reacție „idealizată" care are funcția de transfer $\underline{y}_{rf}$ (fig. 14.12). Ne găsim astfel într-o situație foarte apropiată de cea descrisă în figura 14.10 (diferențele sînt următoarele : generatorul de curent are o admitanță internă ; amplificatorul este echivalat cu un alt circuit). De data aceasta mărimile care intervin în expresia amplificării „cu reacție" (mai bine — *în buclă de reacție închisă*), $\underline{A}_Z$, nu mai sînt asociate unor blocuri reale. Acest fapt nu este totuși un impediment, cu condiția ca $\underline{a}_Z$ și $\underline{y}_{rf}$ să se poată determina ușor, de pe circuite mai simple decît circuitul complet.

Într-adevăr, $\underline{a}_Z$ și $\underline{T}$ se pot determina direct (fără a mai apela la parametrii de cuadripol) de pe circuitul din figura 14.13 (echivalent cu cel din figura 14.12). Acesta este amplificatorul în buclă deschisă. Nu este un cir-

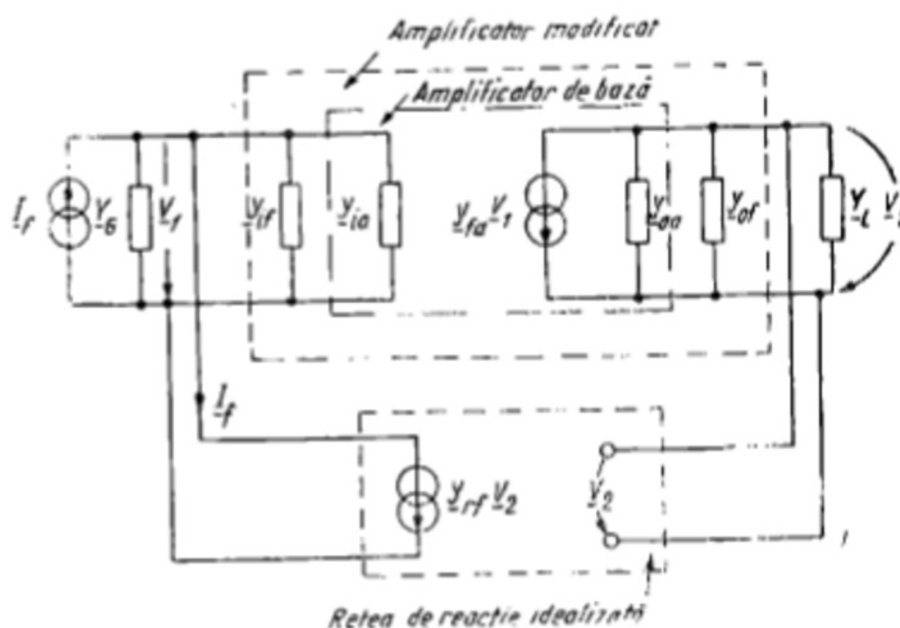


Fig. 14.12

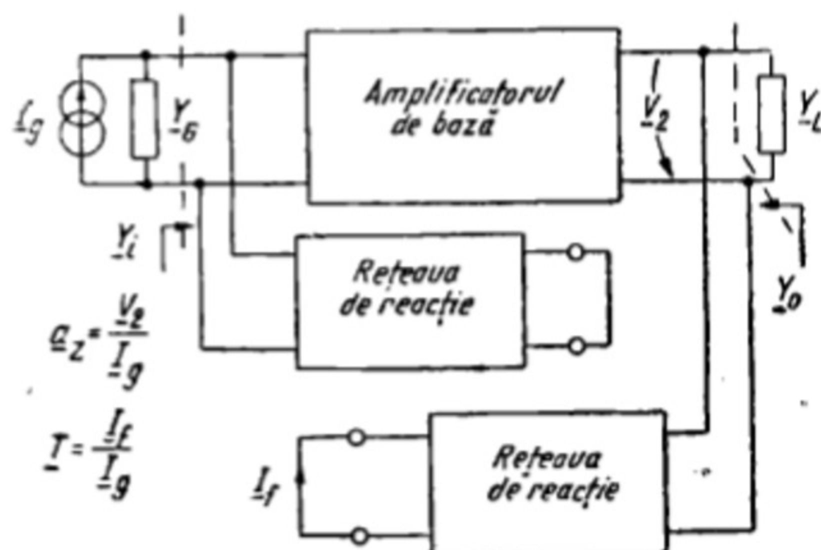


Fig. 14.13

cuit fizic real (de observat că reaţeaua de reacţie apare de două ori), ci un circuit de calcul, pe care se definesc şi se calculează

$$\underline{a}_Z = \frac{\underline{V}_2}{\underline{I}_g} \quad \text{şi} \quad \underline{T} = \frac{\underline{I}_f}{\underline{I}_g}, \tag{14.37}$$

pentru a fi folosite în formulele de calcul ale parametrilor amplificatorului real (în buclă de reacţie închisă).

○ **Atragem atenţia** *asupra faptului că* $\underline{V}_2$ *şi* $\underline{I}_f$ *calculate cu formulele* (14.37) *nu au valorile din circuitul real („cu reacţie")*.

Desigur, prima aplicaţie a acestei teorii este determinarea amplificării cu formula (14.36).

Impedanţa de ieşire şi impedanţa de intrare pot fi determinate adaptînd rezultatele din paragraful **14.2.3** (analogia între figura **14.10** şi figura 14.12). Admitanţa de intrare va fi scrisă adaptînd formula (14.27):

$$\underline{Y}_{i,f} = \underline{Y}_i(1 + \underline{T}'), \tag{14.38}$$

unde

$$\underline{Y}_i = \underline{y}_{ia} + \underline{y}_{if} \tag{14.39}$$

este admitanţa de intrare a amplificatorului în buclă deschisă (fig. 14.13) sau a amplificatorului „modificat" (fig. 14.12). Pe de altă parte

$$\underline{T}' = \underline{T}|_{\underline{Y}_G=0} \tag{14.40}$$

deoarece, evident, în calculul admitanţei de intrare $\underline{Y}_G$ nu intervine (calculul se face atacînd amplificatorul cu un generator ideal de curent). Desigur, formula (14.38) poate fi verificată prin calcul direct pe figura 14.12.

Similar, admitanţa de ieşire este

$$\underline{Y}_{o,f} = \underline{Y}_o(1 + \underline{T}''), \tag{14.41}$$

unde

$$\underline{Y}_o = \underline{y}_{oa} + \underline{y}_{of} \tag{14.42}$$

este admitanţa de ieşire a amplificatorului în buclă deschisă (fig. 14.13), iar

$$\underline{T}'' = \underline{T}|_{\underline{Y}_L=0} \tag{14.43}$$

este transmisia pe buclă calculată cu ieşirea în gol (a se compara cu relaţia 14.28).

14.3.4. Exemple de aplicare a teoriei

● **Etajul de amplificare** din figura 14.14, *a* **are o reacţie nod-nod** (sau paralel-paralel) **prin rezistenţa R.** Este o reacţie negativă deoarece potenţialul colectorului şi respectiv al bazei variază în antifază. Schema de curent alternativ apare în figura **14.14**, *b*, redesenată astfel pentru a pune în evidenţă amplificatorul şi reţeaua de reacţie. Schema în buclă de reacţie deschisă este reprezentată în figura **14.14**, *c*. Ea este desenată după regula din figura **14.13**. Se observă cum *R* încarcă amplificatorul atît la intrare, cît şi la ieşire. Vom face calculele pe schema din figura 14.14, *d*, unde tranzistorul a fost înlocuit cu circuitul său echivalent (aici vom lua $h_{re} \cong 0$ şi $h_{oe} \cong 0$). Cu notaţiile de pe figură, rezultă

$$\underline{a}_Z = \frac{\underline{V}_2}{\underline{I}} = -h_{fe}R''_C \frac{R'_G}{R'_G + h_{ie}}, \quad R''_C = \frac{R'_CR}{R'_C + R}, \tag{14.14}$$

$$\underline{T} = \frac{h_{fe}R'_C}{R'_C + R} \cdot \frac{R'_G}{R'_G + h_{ie}} = \text{real, pozitiv.} \tag{14.45}$$

Dacă h_{fe} este suficient de mare, atunci reacţia negativă este suficient de puternică ($T \gg 1$). Este probabil ca $R'_G \gg h_{ie}$, dar $R'_C \gg R$, astfel încît este necesar ca

$$T \cong h_{fe}\frac{R'_C}{R} \gg 1 \text{ (reacţie puternică).} \tag{14.46}$$

Rezistența de intrare cu reacție se calculează cu formula (14.38), unde R_i rezultă din figura 14.14, *d* (R, R_B și h_{ie} în paralel), iar

$$\underline{T}' = \underline{T}\Big|_{R_G \to \infty} = \frac{h_{fe}R''_C}{R} \cdot \frac{R'}{R' + h_{ie}}, \quad R' = \frac{R_b R}{R_b + R}. \tag{14.48}$$

Se verifică ușor că $T' > T$, deci putem presupune $T' \gg 1$. Ca urmare,

$$R_{i,f} \cong \frac{1}{T'} \cdot \frac{R' h_{ie}}{R' + h_{ie}} = h_{ie} \frac{R}{h_{fe} R''_C} = \frac{h_{ie}}{h_{fe}} \cdot \frac{R'_C + R}{R'_C} \tag{14.49}$$

și cu $R'_C \ll R$ găsim

$$R_{i,f} \cong \frac{R}{R'_C h_{fe}} h_{ie} \ll h_{ie} \tag{14.50}$$

(în conformitate cu inegalitatea (14.46)). Deoarece rezistența de intrare a etajului fără reacție este aproximativ h_{ie} ($h_{ie} \ll R_B$), rezultă clar reducerea rezistenței de intrare datorită reacției.

Rezistența de ieșire în buclă de reacție deschisă este ($h_{oe} \cong 0$)

$$R_0 = \frac{R R_C}{R + R_C}. \tag{14.51}$$

Pentru aplicarea formulei (14.41) avem nevoie de

$$T'' = T\Big|_{R_L \to \infty} = \frac{h_{fe} R_C}{R_C + R} \cdot \frac{R'_G}{R'_G + h_{ie}} > T \gg 1, \tag{14.52}$$

deci

$$R_{o,f} \cong \frac{R_0}{T''} = \frac{R}{h_{fe}}\left(1 + \frac{h_{ie}}{R'_G}\right) \cong \frac{R}{h_{fe}}. \tag{14.53}$$

Rezistența de ieșire în absența reacției (a nu se confunda cu R_0, rezistența în buclă deschisă) este R_C. Dorim, desigur, ca $R_{o,f} \ll R_C$. Această condiție este satisfăcută, deoarece $R_C \gg R/h_{fe}$ din relația (14.46), unde $R_C > R'_C$.

Vom verifica acum în ce măsură condițiile (14.32) și (14.33) care stau la baza teoriei din paragraful 4.3.3 sînt într-adevăr satisfăcute. Pentru cuadripolul de reacție din figura 14.14, *b* se găsește ușor

$$\underline{y}_{ff} = \underline{y}_{rf} = -\frac{1}{R}. \tag{14.54}$$

Verificăm

$$\underline{y}_{fa} = \frac{h_{fe}}{h_{ie}} \cong g_m \gg |\underline{y}_{ff}| = \frac{1}{R}, \tag{14.55}$$

condiție foarte ușor de îndeplinit. A doua condiție este

$$|\underline{y}_{ra}| = \frac{h_{re}}{h_{ie}} \ll |\underline{y}_{rf}| = \frac{1}{R} \tag{14.56}$$

și poate fi și ea satisfăcută ținînd seama că $h_{re} = 10^{-5} \ldots 10^{-3}$.

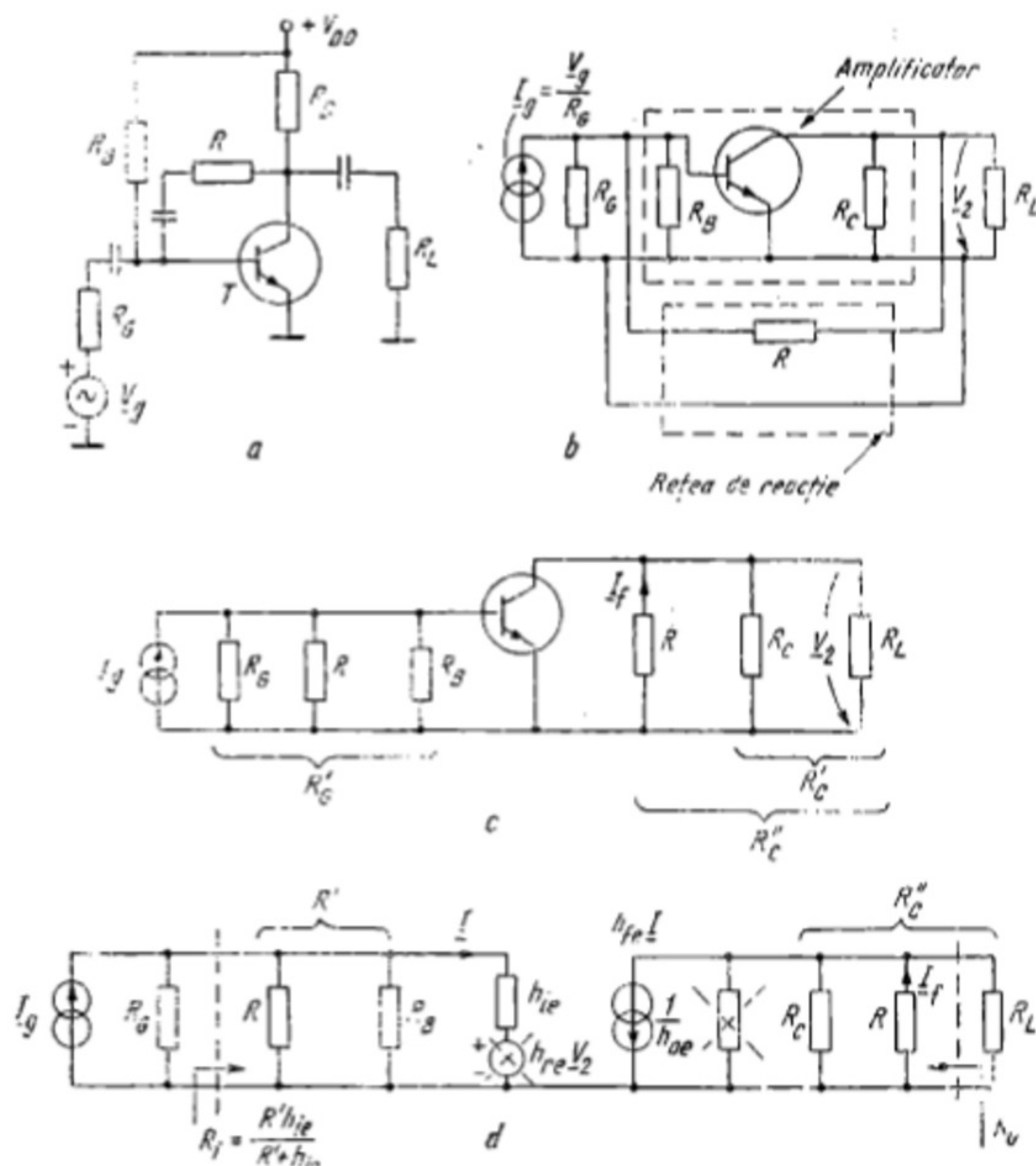


Fig. 14.14

Aplicînd formula (14.36), obținem *amplificarea în buclă de reacție închisă*

$$\underline{A}_z = \frac{\underline{a}_z}{1 + \underline{T}} \cong \frac{\underline{a}_z}{\underline{T}} = -R. \tag{14.47}$$

Notăm aici că în cazul unei reacții puternice $\underline{A}_z \cong \frac{1}{\underline{y}_{rf}}$, unde $\underline{y}_{rf}$ se poate calcula direct pentru cuadripolul de reacție precizat în figura 14.14, *b*. Deoarece $y_{rf} = -1/R$, se reobține rezultatul din relația (14.47) ceea ce era de așteptat.

○ **Notă.** Dorim, desigur, ca R să fie cît mai mare (pentru a putea comanda tensiunea cerută $\underline{V}_2 = \underline{A}_z \underline{I}_g$ cu un curent $\underline{I}_g$ cît mai mic). Dacă se alege R prea mare atunci condiția (14.46) nu mai este satisfăcută și reacția negativă nu este suficient de puternică pentru a desensibiliza amplificatorul.

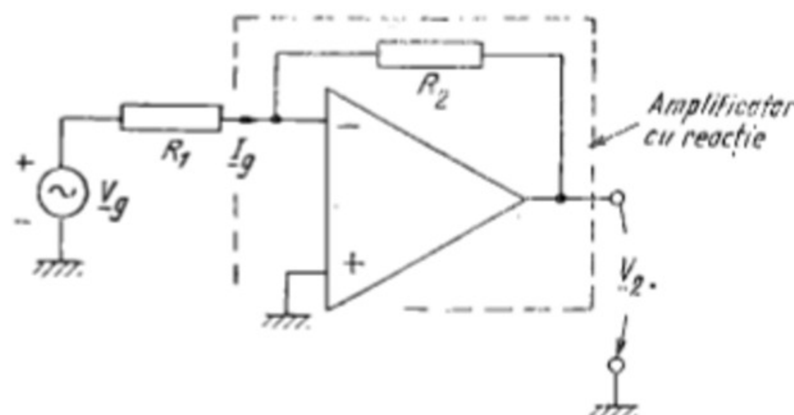


Fig. 14.15

● O reacție nod-nod ca cea din figura 14.14 poate fi aplicată și unui amplificator cu cîștig mai mare (de exemplu cu trei etaje *EC*). Ne vom referi însă, ca un al doilea exemplu, la **configurația inversoare din tabelul 13.3,** reluată în figura 14.15. Amplificatorul operațional este amplificatorul de bază, iar reacția negativă se aplică prin R_2. Semnalul la intrare este curentul $I_g = \underline{V}_1/R_1$ (R_1 se înglobează în generator), iar amplificarea cerută este $\underline{A}_Z = \underline{V}_2/I_g$. Deoarece amplificarea a_Z este foarte mare rezultă $\underline{A}_Z \cong 1/y_{rf} = -R_2$, ceea ce se obține dealtfel și prin calcul direct (paragraful 13.2.4.)

14.4. REACȚIA CU EȘANTIONARE PE BUCLĂ ȘI COMPARARE PE BUCLĂ

14.4.1. Teoria generală

Dezvoltarea matematică asociată acestui tip de reacție serie-serie se bazează pe *folosirea parametrilor impedanță* ai celor doi cuadripoli, așa cum se arată în figura 14.16. Generatorul de semnal apare sub forma unui generator de tensiune, în conformitate cu conexiunea „tip buclă" de la intrare.

Se scriu ecuațiile

$$\underline{V}_g = (\underline{Z}_G + z_{ia} + z_{if})I_1 + (z_{rf} + z_{ra})I_2 ; \quad (14.57)$$

$$0 = (z_{fa} + z_{ff})I_1 + (\underline{Z}_L + z_{oa} + z_{of})I_2. \quad (14.58)$$

Deoarece (paragraful 14.1.1) mărimea de ieșire este curentul, iar mărimile de la intrare sînt tensiuni, este normal să privim circuitul ca un amplificator transadmitanță. Se obține

$$\underline{A}_Y = \frac{I_2}{\underline{V}_g} = \frac{z_{fa} + z_{ff}}{(z_{fa} + z_{ff})(z_{ra} + z_{rf}) - (\underline{Z}_G + z_{ia} + z_{if})(\underline{Z}_L + z_{oa} + z_{of})} . \quad (14.59)$$

Presupunînd și aici transmisia unilaterală pe bucla de reacție (a se vedea paragraful 14.3.2), putem considera:

$$\mathcal{Re}(z_{ff}) \ll \mathcal{Re}(z_{fa}),\ \mathcal{Im}(z_{ff}) \ll \mathcal{Im}(z_{fa}) ; \quad (14.60)$$

$$\mathcal{Re}(z_{ra}) \ll \mathcal{Re}(z_{rf}),\ \mathcal{Im}(z_{ra}) \ll \mathcal{Im}(z_{rf}). \quad (14.61)$$

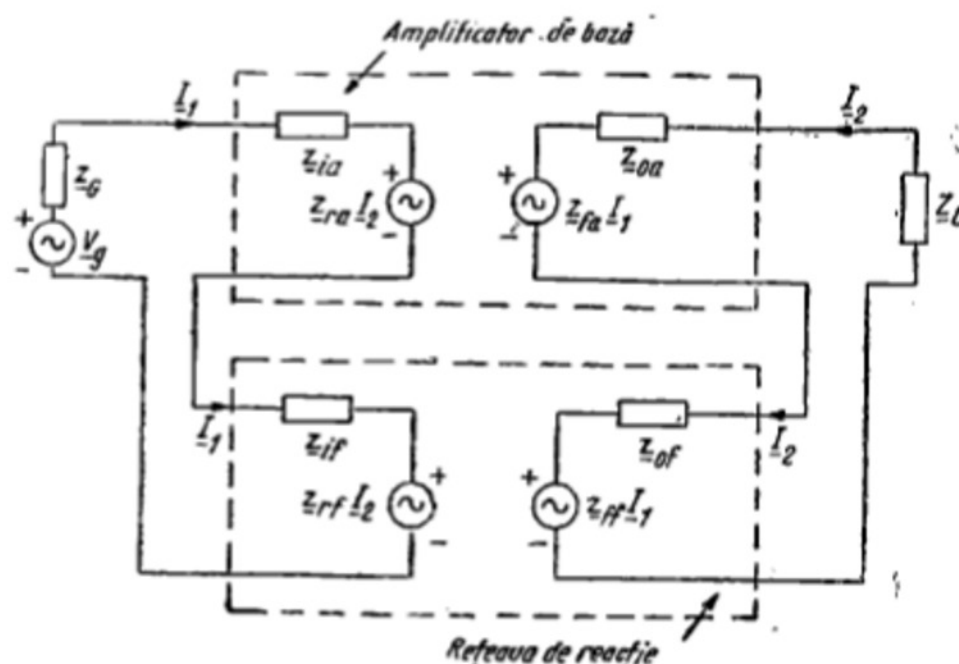


Fig. 14.16

Ca urmare obținem

$$\underline{A}_Y = \frac{\underline{a}_Y}{1 + z_{rf}\underline{a}_Y} = \frac{\underline{a}_Y}{1 + \underline{T}}, \tag{14.62}$$

unde

$$\underline{a}_Y = \underline{A}_Y|_{z_{rf}=0} = \frac{-z_{fa}}{(\underline{Z}_G + z_{ia} + z_{if})(\underline{Z}_L + z_{oa} + z_{of})} \tag{14.63}$$

este amplificarea în buclă deschisă. Atît $\underline{a}_Y$ cît și transmisia pe buclă, $\underline{T}$, se determină de pe schema în buclă deschisă din figura 14.17. Se observă cum s-a ținut seama de încărcarea dată de rețeaua de reacție atît la intrarea, cît și la ieșirea rețelei de reacție. Se verifică corectitudinea formulei (14.63), care ne dă $\underline{a}_Y = \underline{I}_2/\underline{V}_g$. Similar se determină $\underline{T} = \underline{V}_f/\underline{V}_1 = z_{rf}\underline{a}_Y$.

Lăsăm în seama cititorului demonstrarea formulelor

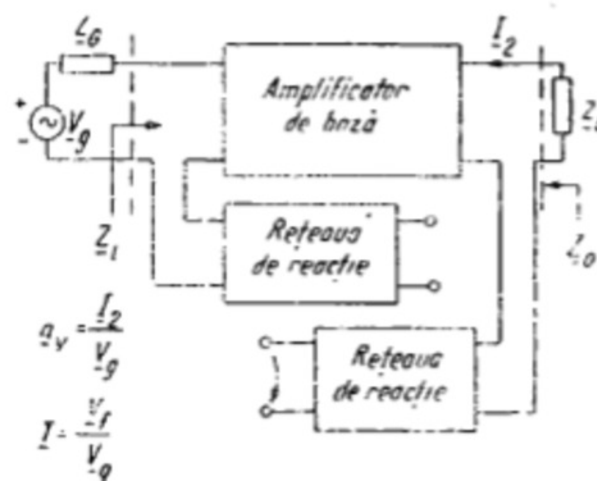


Fig. 14.17

$$Z_{i,f} = Z_i(1 + \underline{T}'), \quad \underline{T}' = \underline{T}|_{Z_G=0} \tag{14.64}$$

(unde $Z_i = z_{ia} + z_{if}$ este impedanța în buclă de reacție deschisă, figura 14.17) și respectiv

$$Z_{0,f} = Z_0(1 + \underline{T}''), \quad Z_0 = z_{0a} + z_{0f}, \quad \underline{T}'' = \underline{T}|_{Z_L=0}. \tag{14.65}$$

Reacția negativă produce creșterea rezistenței de intrare și a rezistenței de ieșire tinzînd să trans-

forme amplificatorul original într-un amplificator transadmitanță.

Ca un detaliu observăm că $|\underline{Z}_{i,f}|$ este mai mare decît $|\underline{z}_{ia}|$ atît datorită încărcării suplimentare produse de rețeaua de reacție ($\underline{Z}_i = \underline{z}_{ia} + \underline{z}_{if}$), cît și datorită semnalului de reacție ($\underline{T}' \neq 0$). Cel de-al doilea efect este *specific reacției negative* (fie $T' = T > 0$).

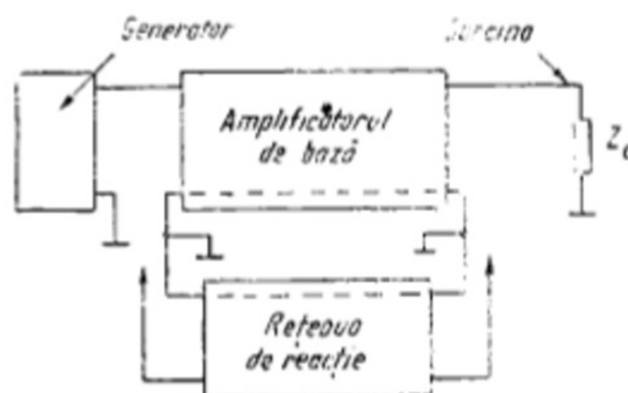


Fig. 14.18

○ **Notă.** În cazul general parametrii impedanță depind de frecvență. Este posibil ca în anumite domenii de frecvență reacția aplicată să devină pozitivă, periclitînd astfel stabilitatea funcționării*.

14.4.2. Problema punctului de masă

Așa-numita problemă a punctului de masă apare în următorul context:

— amplificatorul de bază are de regulă un punct comun între intrare și ieșire, care este punctul de masă al întregului montaj;
— exact aceeași situație apare pentru rețeaua de reacție;
— generatorul de semnal are de regulă punct de masă;
— sarcina $\underline{Z}_L$ are de regulă punct de masă.

În aceste condiții constatăm că nu putem închide bucla de intrare, respectiv de ieșire, fără a scurtcircuita rețeaua de reacție (fig. 14.18).

Modul de evitare a acestei dificultăți atît la intrare, cît și la ieșire, va rezulta din exemple ulterioare (problema apare pentru orice topologie care include o buclă). Menționăm deocamdată că *în circuitele reale configurația corectă tip buclă nu se mai respectă*, ceea ce impune *precauții în aplicarea teoriei reacției*.

14.4.3. Un exemplu de circuit

Vom relua *cazul amplificatorului cu sarcină distribuită* (fig. 14.19, *a*), pe care îl vom trata acum ca pe un circuit cu reacție. Schema de curent alternativ apare în figura 14.19, *b* și constatăm dificultatea identificării modului de conectare a rețelei de reacție (care cuprinde, evident, pe R_E). Vom apela la o serie de artificii.

Figura 14.20, *a* arată circuitul pe care se face calculul (am considerat $h_{re} = 0$, $h_{oe} = 0$). Admitem că etajul, a cărui mărime de ieșire trebuie să fie curentul, lucrează practic în scurtcircuit, cu $R_L \ll R_C$, deci curentul prin sarcină, I_2, este aproximativ egal cu curentul alternativ de colector.

---

* Problema stabilității se abordează în cursul de circuite integrate liniare, pe baza unui aparat matematic adecvat.

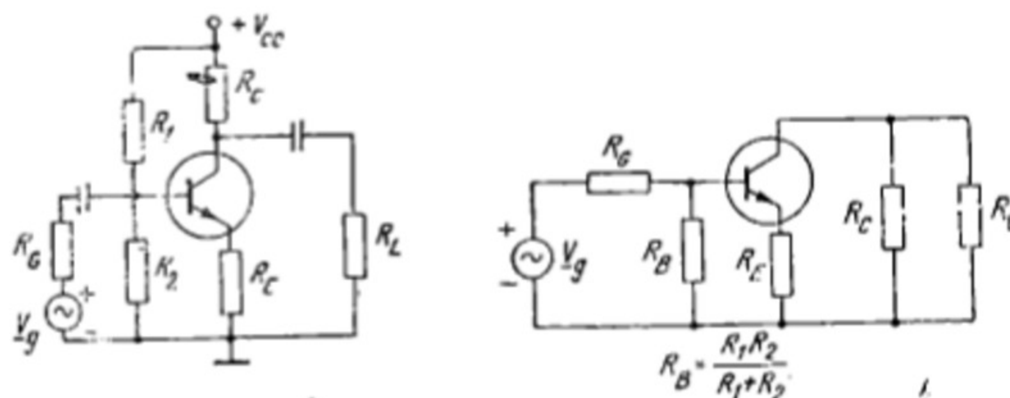


Fig. 14.19

Acesta, la rîndul lui, este aproximativ egal cu curentul de emitor. Ca urmare, reacția constă în aplicarea pe bucla de intrare a tensiunii $R_E I_2$, proporționale cu curentul de ieșire. Se constată astfel prezența unei reacții de curent serie (tip serie-serie).

Cuadripolul de reacție este indicat în figura 14.20, *b* și parametrii săi se pot calcula direct. Cum $z_{if} = z_{of} = z_{ff} = z_{rf} = R_E$, cuadripolul se înlocuiește ca în figura 14.20, *c*. Apoi, prin neglijarea lui $z_{ff}I_1 = R_E I_1$ și încărcarea amplificatorului cu R_E atît la intrare cît și la ieșire (fig. 14.20, *d*), se pune în evidență un cuadripol de reacție idealizat care furnizează semnalul de reacție $z_{rf}I_2 = R_E I_2$.

Amplificarea în buclă deschisă se determină anulînd acest semnal de reacție:

$$\underline{a}_Z = \frac{\underline{I}_2}{\underline{V}_g}\bigg|_{z_{rf}=0} = \frac{h_{fe}}{R_G + h_{ie} + R_E}. \tag{14.66}$$

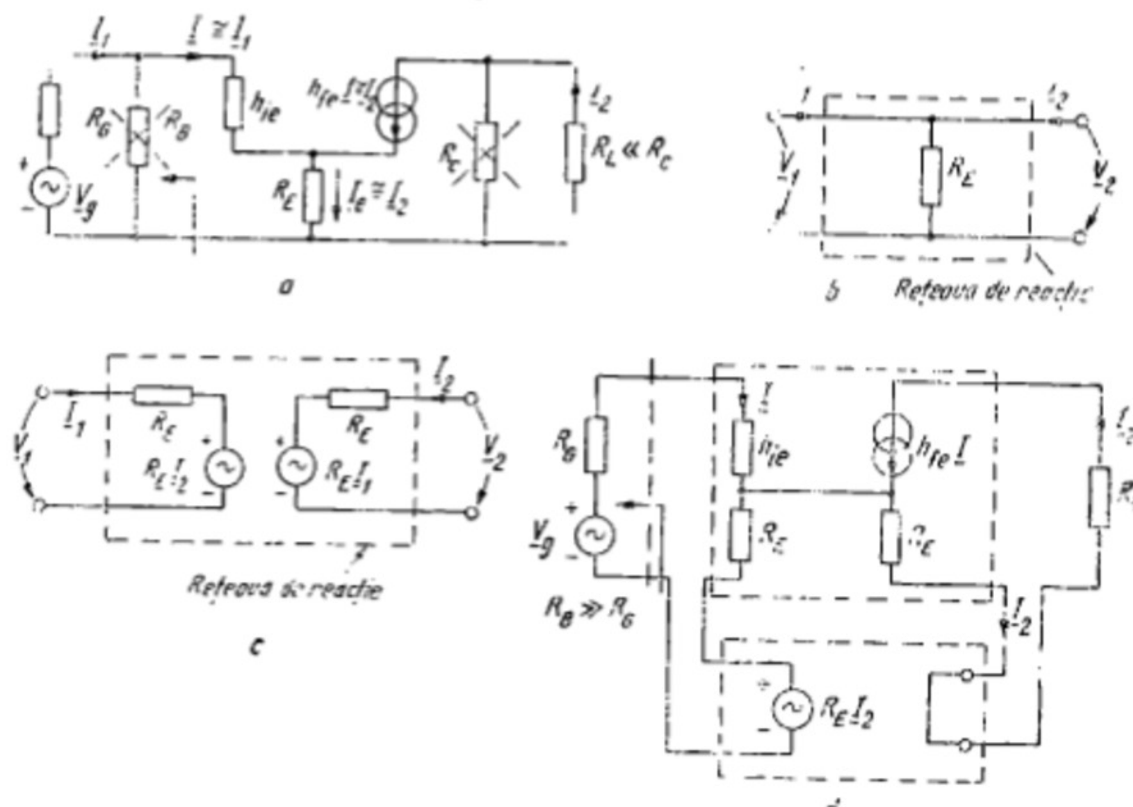


Fig. 14.20

Transmisia pe buclă este

$$\underline{T} = \underline{z}_{rf}\underline{a}_Z = \frac{h_{fe}R_E}{R_G + h_{ie} + R_E} \tag{14.67}$$

şi o presupunem mult supraunitară ($h_{fe}R_E \gg R_G + h_{ie}$). Obţinem

$$\underline{A}_Z = \frac{\underline{a}_Z}{1 + \underline{T}} = \frac{h_{fe}}{R_G + h_{ie} + (h_{fe} + 1)R_E} \cong \frac{1}{R_E}. \tag{14.68}$$

○ **Notăm că** trecerea de la figura 14.20, *a* la figura 14.20, *d* se poate face şi prin aplicarea dualei teoremei lui Miller.

○ **Observaţie** Desigur, circuitele simple cu reacţie pot fi analizate şi direct, prin aplicarea teoremelor lui Kirchhoff. Teoria reacţiei îşi demonstrează utilitatea în cazul unor circuite cu mai multe etaje. Ea asigură nu numai simplificarea calculului, ci şi sistematizarea acestuia într-o formă care permite estimarea clară a efectului reacţiei.

14.5. REACŢIA CU EŞANTIONARE ÎN NOD ŞI COMPARARE PE BUCLĂ

14.5.1. Reacţia aplicată unui amplificator de tensiune

În paragraful 14.2.2. am arătat că prin aplicarea unei reacţii negative unui amplificator de tensiune se măreşte rezistenţa de intrare şi scade rezistenţa de ieşire. Generalizăm acum aceste calcule modelînd atît amplificatorul de bază, cît şi reţeaua de reacţie cu ajutorul parametrilor de cuadripol. Deoarece la intrare avem o topologie de tip buclă, iar la ieşire — una de tip nod, vom alege o *reprezentare cu parametri h*, aşa cum se arată în figura 14.21. Se scriu imediat ecuaţiile

$$\underline{V}_g = (\underline{Z}_G + \underline{h}_{ia} + \underline{h}_{if})\underline{I}_1 + (\underline{h}_{ra} + \underline{h}_{rf})\underline{V}_2; \tag{14.69}$$

$$0 = (\underline{h}_{fa} + \underline{h}_{ff})\underline{I}_1 + (\underline{Y}_L + \underline{h}_{oa} + \underline{h}_{of})\underline{V}_2. \tag{14.70}$$

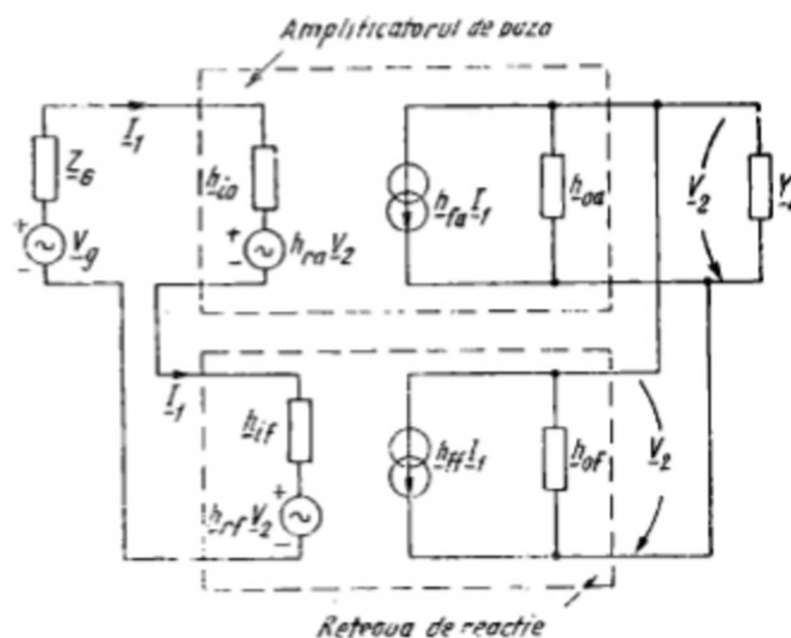


Fig. 14.21

Presupunînd din nou unidirecţionalitatea transmisiei pe bucla de reacţie (se neglijează $\underline{h}_{ra}$ şi $\underline{h}_{if}$), obţinem

$$\underline{A}_V \cong \frac{\underline{h}_{fa}}{\underline{h}_{fa}\underline{h}_{rf} - (\underline{Z}_G + \underline{h}_{ia} + \underline{h}_{if})(\underline{Y}_L + \underline{h}_{oa} + \underline{h}_{of})} \tag{14.71}$$

sau

$$\underline{A}_V = \frac{\underline{a}_V}{1 + \underline{h}_{rf}\underline{a}_V} = \frac{\underline{a}_V}{1 + \underline{T}}, \tag{14.72}$$

unde

$$\underline{a}_V = \underline{A}_V|_{\underline{h}_{rf}=0} = \frac{-\underline{h}_{fa}}{(\underline{Z}_G + \underline{h}_{ia} + \underline{h}_{if})(\underline{Y}_L + \underline{h}_{oa} + \underline{h}_{of})} \tag{14.73}$$

şi $\underline{T} = \underline{h}_{rf}\underline{a}_v$ se determină pe circuitul în buclă de reacţie deschisă din figura 14.22.

Pe acelaşi circuit se determină impedanţa de intrare $\underline{Z}_i$ şi respectiv impedanţa de ieşire $\underline{Z}_0$ în buclă deschisă. Formula (14.22) a rezistenţei de ieşire se reia aici fără demonstraţie

$$\underline{Z}_{0,f} = \frac{\underline{Z}_0}{1 + \underline{T}''}, \quad \underline{T}'' = \underline{T}|_{\underline{Y}_L=0}. \tag{14.74}$$

Singura modificare constă în faptul că atît $\underline{Z}_0$ cît şi $\underline{T}$ cuprind efectul încărcării produse de reţeaua de reacţie asupra amplificatorului (la intrarea amplificatorului mai apare şi $\underline{Z}_G \neq 0$).

Formula

$$\underline{Z}_{i,f} = \underline{Z}_i(1 + \underline{T}'), \quad \underline{T}' = \underline{T}|_{\underline{Z}_G=0} \tag{14.75}$$

se demonstrează la fel ca în paragraful 14.2.2.

○ Comparînd rezultatele obţinute pînă acum, **remarcăm că** ***forma relaţiei care exprimă corectarea impedanţei de intrare sau de ieşire datorită reacţiei depinde de topologia schemei.*** Dacă topologia la intrare/ieşire este de tip *buclă*, atunci *impedanţa* de intrare/ieşire se multiplică prin factorul de reacţie $\underline{F} = 1 + \underline{T}$. Dacă topologia la intrare/ieşire este de tip *nod* atunci *admitanţa* de la intrare/ieşire se multiplică prin $\underline{F} = 1 + \underline{T}$.

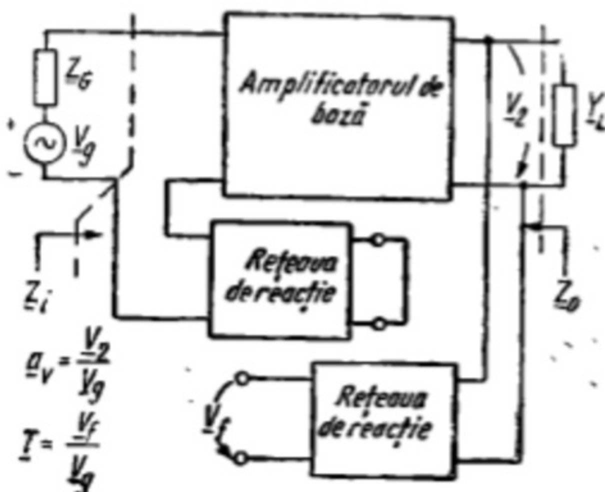


Fig. 14.22

14.5.2. Exemplu de aplicare a teoriei asupra unui amplificator cu două tranzistoare bipolare

În schema din figura 14.23 toate condensatoarele sînt scurtcircuite în curent alternativ. Amplificatorul cuprinde două etaje de tip *EC*. Schema de curent alternativ apare în figura 14.24. Tensiunea de reacţie este adusă la

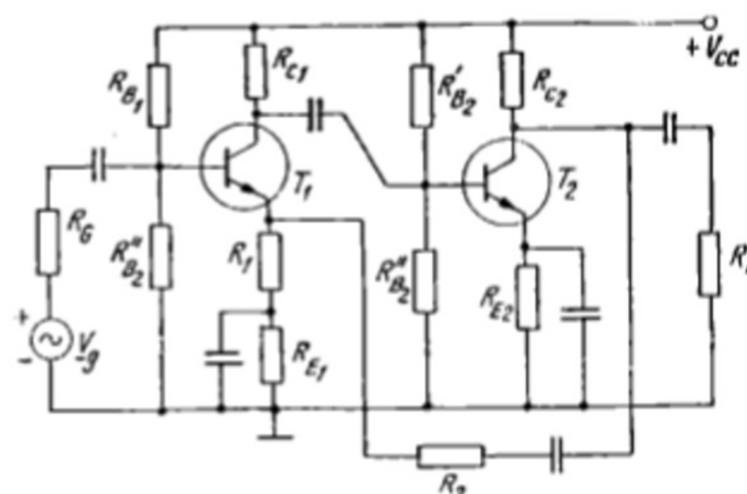


Fig. 14.23

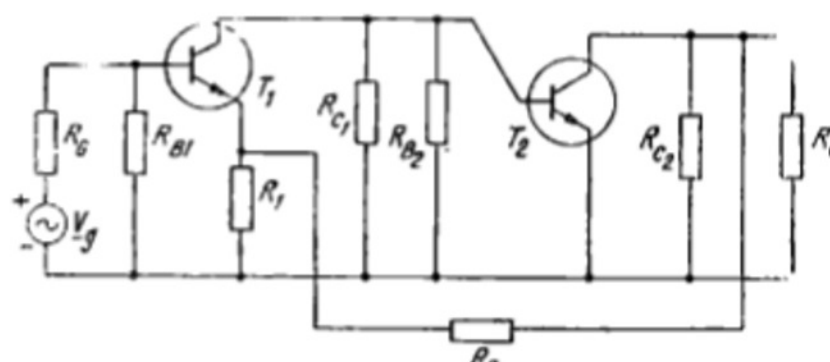


Fig. 14.24

intrare prin divizorul format de rezistențele R_1 și R_2. Tensiunea de reacție nu se poate aplica în serie cu cea dată de generatorul de semnal (dificultatea punctului de masă). Ea este conectată în emitorul lui T_1. R_1 nu se găsește pe bucla de intrare, deoarece nu este parcursă de curentul de bază, ci de cel de emitor. O mică problemă o prezintă acum și $R_{B1} = R'_{B1}R''_{B1}/(R'_{B1} + R''_{B1})$. Vom considera această rezistență încorporată în generator, fără a mai schimba însă notațiile. Similar, $R_{B2} = R'_{B2} \cdot R''_{B2}/(R'_{B2} + R''_{B2})$ va fi inclusă în R_{C1}.

Figura 14.25 reia același circuit în care tranzistoarele au fost înlocuite cu schemele echivalente. Efectul rețelei de reacție a fost reprezentat la

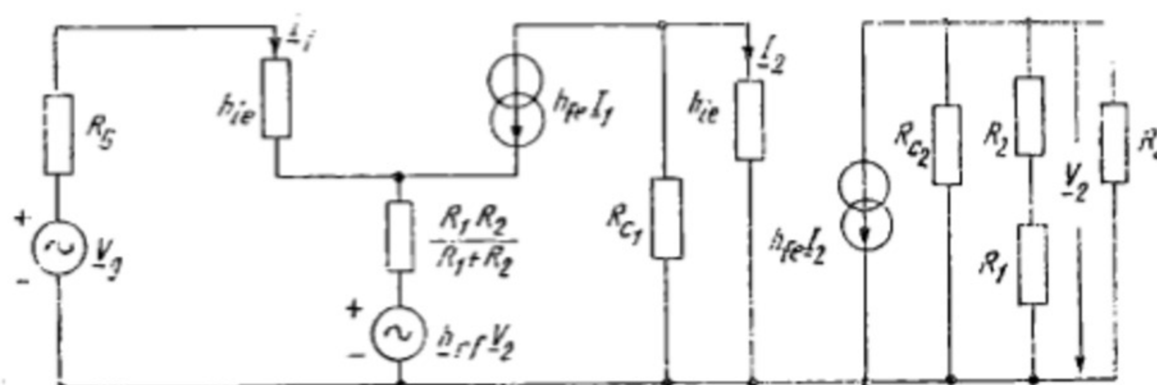


Fig. 14.25

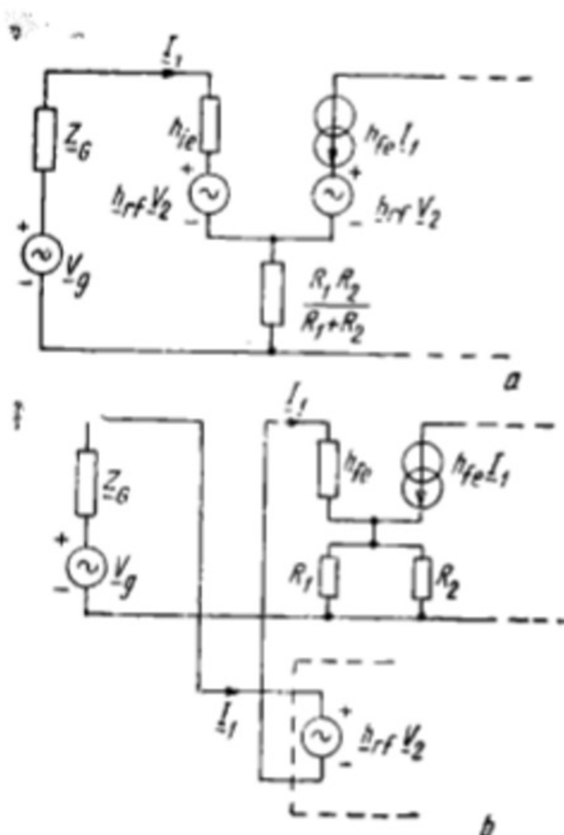


Fig. 14.26

intrare $\left(\text{unde } \underline{h}_{rf} = \dfrac{R_1}{R_1 + R_2}\right)$ şi la ieşire (unde $\underline{h}_{ff}$ s-a neglijat). Putem ajunge la o configuraţie de tip buclă mutînd generatorul $\underline{h}_{rf}\underline{V}_2$ deasupra emitorului, ca în figura 14.26, *a*. Remarcăm că teorema Kirchhoff aplicată celor două ochiuri conduce la rezultate corecte. Generatorul de tensiune din dreapta nu mai contează însă, deoarece nu are nici un efect în serie cu un generator de curent (aici neglijarea lui h_{oe} a avut un rol esenţial). Schema se poate redesena în final ca în figura 14.26, *b*, ceea ce arată că am revenit la o configuraţie de tip buclă.

Calculele se vor face pe schema în buclă deschisă din figura 14.27.

A se observa încărcarea produsă de reţeaua de reacţie la intrarea şi respectiv la ieşirea amplificatorului, precum şi semnalul de reacţie, $\underline{V}_f$, cules la bornele lui R_2. Subliniem din nou că acest circuit este fictiv, iar $\underline{V}_f$ nu are valoarea din circuitul real (în buclă deschisă) la un $\underline{V}_g$ = dat.

Dacă transmisia pe buclă este suficient de mare, atunci

$$\underline{A}_V \cong \frac{1}{\underline{h}_{rf}} = 1 + \frac{R_2}{R_1}. \tag{14.76}$$

În proiectarea schemei trebuie să alegem în mod potrivit pe R_2 şi R_1 pentru a obţine amplificarea cerută: dacă aceste rezistenţe sînt prea mici, apare o încărcare prea puternică la ieşirea amplificatorului (scade amplificarea ultimului etaj); dacă rezistenţele sînt prea mari, R_1 produce o reacţie negativă puternică în emitorul lui T_1, ducînd la o reducere a amplificării primului etaj.

Aplicaţie numerică. *Se dă amplificatorul din figura 14.28, unde $R_G = 0 \cdot R_L \to \infty$, iar parametrii tranzistoarelor sînt $h_{ie} = 1{,}1\ \text{k}\Omega$, $h_{fe} = 50$, $h_{re} = 0$, $h_{oe} = 0$.*

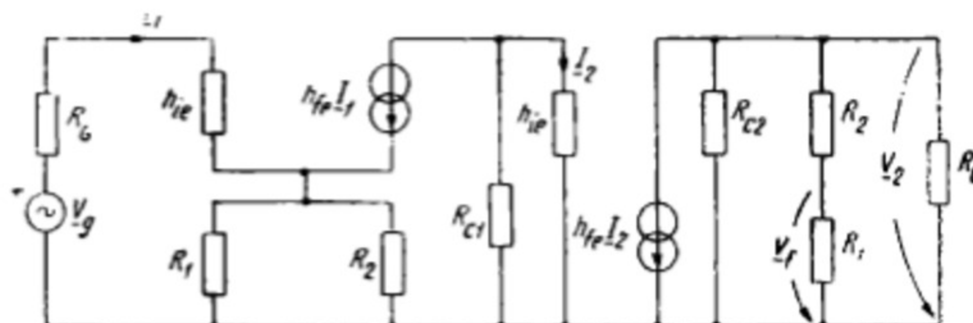


Fig. 14.27

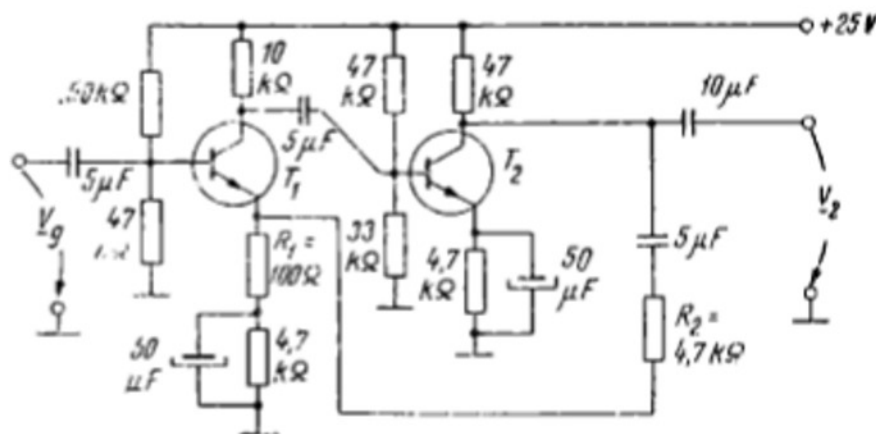


Fig. 14.28

Vom folosi pentru calcule circuitul din figura 14.27. Aici $R_{C1} = 6{,}6$ kΩ (rezistențele de 10 kΩ, 33 kΩ și 47 kΩ în paralel), $R_1R_2/(R_1 + R_2) = 0{,}098$ kΩ $\cong 0{,}1$ kΩ, $R_{C2} = 4{,}7$ kΩ, $R_1 + R_2 = 4{,}8$ kΩ.

Primul etaj are drept sarcină R_{C1} în paralel cu $h_{ie} = 1{,}1$ kΩ. Datorită *reacției negative locale din emitor*, amplificarea sa este numai $a_{V1} = -7{,}73$. Cel de-al doilea etaj are drept sarcină pe R_{C2} în paralel cu $R_1 + R_2$. Amplificarea sa este $a_{V2} = -108$. *Amplificarea totală în buclă deschisă* este $a_V = a_{V1}a_{V2} = 835$.

Transmisia pe buclă este

$$T = a_V \cdot h_{rf} = a_V \frac{R_1}{R_1 + R_2} = 835 \cdot \frac{0{,}1}{0{,}1 + 4{,}7} = \frac{835}{48} = 17{,}4,$$

iar *factorul de reacție* (factorul de desensibilizare) este $F = 1 + T = 1 + 17{,}4 = 18{,}4$. Valoarea exactă a *amplificării cu reacție* este $A_V = a_V/(1 + T) = 835/18{,}4 = 45{,}4$. Formula aproximativă (14.76) care presupune o amplificare foarte mare pe bucla de reacție dă $A_V \cong 1 + R_2/R_1 = 48$.

Rezistența de intrare în buclă de reacție deschisă este $h_{ie} + (h_{fe} + 1)R_1R_2/(R_1 + R_2) = 6{,}1$ kΩ. Rezultă $R_{i,f} = R_i(1 + T) = 6{,}1 \cdot 18{,}4 = 112$ kΩ. În acest moment trebuie să ne reamintim de rezistențele de polarizare a bazei lui $T_1(R'_{B1} = 150$ kΩ și $R''_{B1} = 47$ kΩ). Pînă acum ele nu au avut efect deoarece s-a admis că circuitul este atacat de un generator ideal de tensiune. *Rezistența de intrare reală* este de 27 kΩ (R_{if} în paralel cu R'_{B1} și R''_{B1}).

Rezistența de ieșire este dată de relația (14.75), unde $Z_0 = R_0 = R_{C2}(R_1 + R_2)/R_{C2} + R_2) = 2{,}375$ kΩ, iar $T'' \equiv T = 17{,}4$. Rezultă $R_{o,f} \cong 130$ Ω.

14.6. REACȚIA CU EȘANTIONARE PE BUCLĂ ȘI COMPARARE ÎN NOD

14.6.1. Teoria reacției paralel-serie

Topologia buclă de ieșire, nod la intrare se studiază *cu ajutorul parametrilor g*, așa cum se arată în figura 14.29. Aici vom neglija pe $\underline{g}_{ff}$ (semnalul ajunge de la intrare la ieșire numai prin amplificator) și pe $\underline{g}_{ra}$ (nu există reacție internă în amplificatorul de bază).

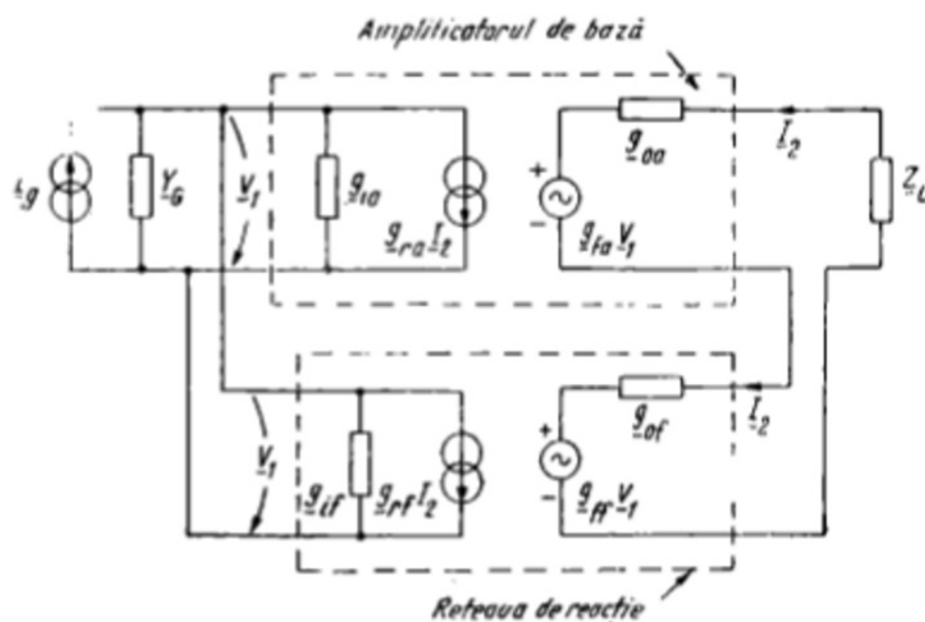


Fig. 14.29

Calculele se dezvoltă în maniera cunoscută, iar amplificarea în curent a amplificatorului cu reacție este

$$\underline{A}_I = \frac{\underline{a}_I}{1 + \underline{g}_{rf}\underline{a}_I} = \frac{\underline{a}_I}{1 + \underline{T}}, \tag{14.77}$$

unde $\underline{a}_I = I_2/I_g$ și $\underline{T} = I_f/I_g$ se calculează de pe circuitul în buclă deschisă din figura 14.30. Tot de aici rezultă $\underline{Z}_i$ și $\underline{Z}_0$, iar

$$\underline{Z}_{i,f} = \frac{\underline{Z}_i}{1 + \underline{T}'}, \quad \underline{T}' = \underline{T}\Big|_{\underline{Y}_G=0}; \tag{14.78}$$

$$\underline{Z}_{0,f} = \underline{Z}_0(1 + \underline{T}''), \quad \underline{T}'' = \underline{T}|_{\underline{Z}_L=0} \tag{14.79}$$

14.6.2. Exemplu de circuit cu două tranzistoare bipolare

Schema propusă este cea *cu cuplaj direct între etaje* din figura 14.31 (polarizarea a fost discutată în capitolul 5). Schema de curent alternativ apare în figura 14.32. Se verifică ușor că reacția (aplicată prin divizorul de curent format din R_E și R) este negativă (I_f este în antifază cu I_{e2} și I_{b2} și în fază cu I_{c1}, I_{b1} și I_g).

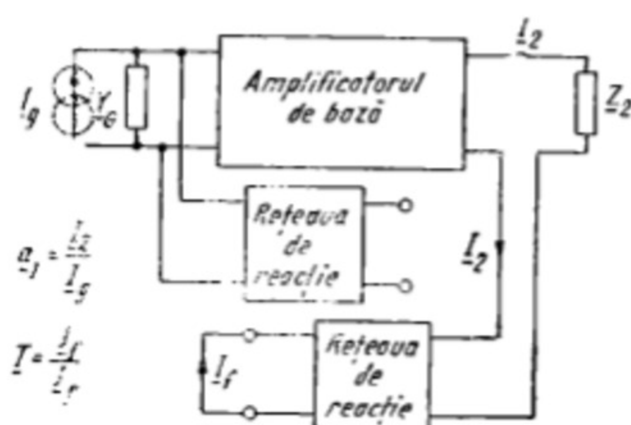


Fig. 14.30

○ **Observație.** Nu avem o eșantionare pe buclă propriu-zisă: curentul care intră în rețeaua de reacție, I_{e2}, nu coincide cu curentul de sarcină, I_2. Totuși revenim în condițiile teoriei dacă:

$$I_{C2} \cong I_2 \text{ pentru } R_L \ll R_{C2}. \tag{14.80}$$

$$I_{e2} \cong I_{c2} \ (h_{fe} \gg 1). \tag{14.81}$$

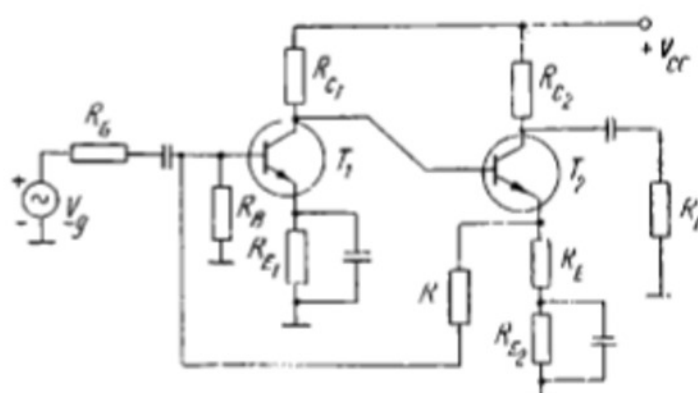


Fig. 14.31

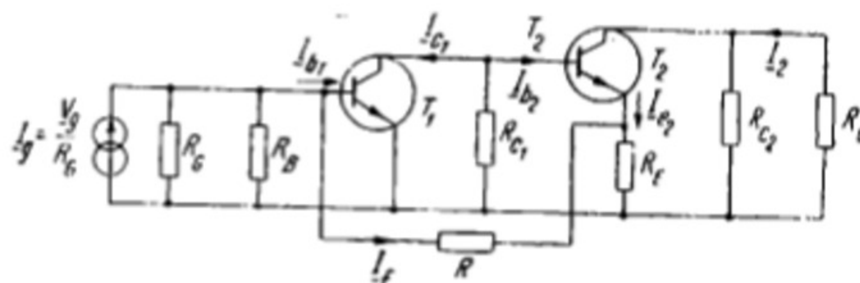


Fig. 14.32



Fig. 14.33

Amplificarea în buclă deschisă se calculează pe schema din figura 14.33. Să urmărim modul cum „se deschide bucla" în calculul încărcării pe care o produce rețeaua de reacție, arătată separat în figura 14.34. Încărcarea produsă la intrarea amplificatorului se evaluează privind rețeaua de reacție din stînga cu bornele din dreapta în gol (fig. 14.30). Într-adevăr, deschiderea buclei înseamnă suprimarea excitației ($\underline{I}_{e2} \cong \underline{I}_2$), care determină apariția semnalului de reacție. Ca urmare, la intrarea amplificatorului va apărea conductanța $g_{if} = 1/(R + R_E)$. Încărcarea la ieșire se obține privind rețeaua de reacție din partea dreaptă și scurtcircuitînd bornele din stînga (bucla de reacție se desface prin scurtcircuitarea nodului de la intrare). Ca urmare, la ieșire va apărea în emitorul lui T_2 (fig. 14.33) rezistența $g_{of} = RR_E/(R + R_E)$.

Rețeaua de reacție din figura 14.34 furnizează în același timp

$$\underline{g}_{rf} = \frac{\underline{I}_f}{\underline{I}_{e2}} = -\frac{R_E}{R + R_E} \qquad (14.82)$$

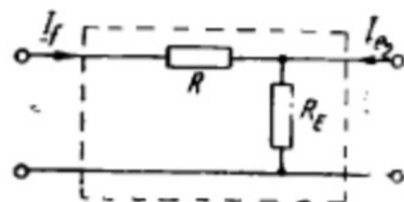


Fig. 14.34

Dacă amplificarea în curent asigurată de cele două etaje este suficient de mare, atunci din relația (14.77) rezultă

$$\underline{A}_I \cong \frac{1}{\underline{g}_{rf}} = -\left(1 + \frac{R}{R_E}\right). \qquad (14.83)$$

Raportul R/R_E se va alege în funcţie de mărimea cerută pentru amplificarea în curent, A_I. Mărimea rezistenţelor R şi R_E se stabileşte din următoarele considerente: R şi R_E trebuie să fie suficient de mici pentru a nu încărca apreciabil T_2 în emitor (creşte impedanţa de intrare în al doilea etaj şi scade curentul injectat în baza lui T_2); R şi R_E trebuie să fie suficient de mari pentru a nu încărca prea mult generatorul de semnal şi a nu scurtcircuita intrarea lui T_1.

Aplicaţie numerică. *În circuitul din figura 14.31 se cunosc $R_G = 1$ kΩ, $R_B = 24$ kΩ, $R_{E1} = 4.7$ kΩ, $R_{C1} = 33$ kΩ, $R = 22$ kΩ, $R_E = 0{,}18$ kΩ, $R_{E2} = 10$ kΩ, $R_{C2} = 20$ kΩ, $R_L = 1$ kΩ. Parametrii tranzistoarelor (presupuşi identici) sînt $h_{ie} = 1$ kΩ, $h_{fe} = 100$, $h_{re} = 0$, $h_{oe} = 0$.*

Circuitul echivalent în curent alternativ este desenat în figura 14.35, unde se indică şi anumite neglijări (schema în buclă deschisă). Se calculează

$$a_I = \frac{\underline{I}_2}{\underline{I}_g} = \frac{h_{fe}\underline{I}_1^{(2)}}{\underline{I}_1^{(1)}} \frac{R_G}{R_G + h_{ie}} \cong - \frac{h_{fe}^2 R_G}{R_G + h_{ie}} \cdot \frac{R_{C1}}{R_{C1} + h_{ie} + (h_{fe} + 1) R_E} =$$

$$= \frac{100^2 \cdot 1}{1 + 1} \cdot \frac{33}{33 + 1 + 101 \cdot 0{,}18} \cong -3\,170.$$

Transmisia pe buclă este

$$\underline{T} = \underline{a}_I \underline{g}_{rf} = |\underline{a}_I| \left(1 + \frac{R}{R_E}\right) = \frac{3\,170 \cdot 0{,}18}{22{,}18} = 25{,}75 \gg 1,$$

iar *amplificarea în buclă închisă*

$$\underline{A}_I = \frac{\underline{a}_I}{1 + \underline{T}} = \frac{-3170}{1 + 25{,}75} = -118{,}5,$$

în timp ce formula aproximativă (14.83) dă $A_I = -123$. Totuşi nici rezultatul anterior nu este exact, din cauza neglijărilor făcute în figura 14.35.

Rezistenţa de intrare va fi calculată cu formula (14.78), în care $\underline{T}' = \underline{T}$ pentru $R_G = 0$. Se obţine

$$R_{i,f} = \frac{R_i}{1 + \underline{T}'} \cong \frac{h_{ie}}{1 + \underline{T}'} = \frac{1}{1 + 51{,}5} = 0{,}019 \text{ k}\Omega,$$

deci o rezistenţă de intrare foarte mică.

Determinarea *rezistenţei de ieşire* trebuie făcută cu mare atenţie, deoarece la ieşire nu avem o configuraţie corectă tip buclă. Impedanţa văzută la stînga sarcinii R_L este dată de R_{C2} în paralel cu impedanţa oferită de T_2 în colector. Aceasta din urmă este formal infinită, deoarece am considerat $h_{oe} = 0$. Dacă se ia în considerare $h_{oe} \neq 0$, atunci obţinem în colector o rezistenţă mult mai mare decît $1/h_{oe}$ datorită, pe de o parte, reacţiei locale în emitorul lui T_2 (a se vedea etajul cu sarcină distribuită), iar pe de altă parte — reacţiei negative globale care tinde de asemenea să mărească rezistenţa de ieşire. Ca urmare, rezistenţa de ieşire din amplificator este aproximativ R_{C2}, independent de aplicarea reacţiei negative. Această anomalie se explică prin nerespectarea topologiei tip buclă.

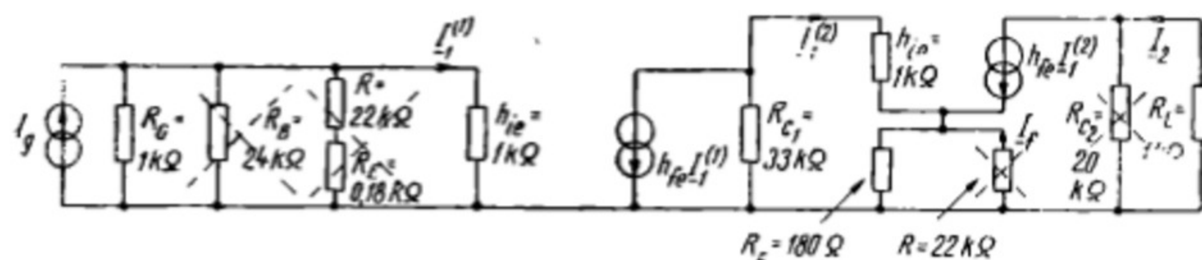


Fig. 14.35

Capitolul 15

REDRESOARE ȘI STABILIZATOARE

15.1. INTRODUCERE

Aparatura electronică are nevoie în funcționare, în majoritatea cazurilor, de tensiuni continue de alimentare. În general aceste tensiuni continue se obțin prin conversia puterii de curent alternativ a rețelei de 50 Hz în putere de curent continuu, care se realizează cu ajutorul surselor de tensiune continuă.

O **sursă de tensiune continuă** se compune (fig. 15.1) dintr-un transformator, un redresor, un filtru și un stabilizator. În lipsa stabilizatorului sursa se numește *sursă de tensiune continuă nestabilizată*, iar în prezența stabilizatorului poartă denumirea de *sursă de tensiune continuă stabilizată*.

● **Transformatorul** are rolul de a separa de rețea aparatul electronic alimentat de sursa de tensiune continuă. În același timp, transformatorul modifică tensiunea rețelei la valoarea necesară pentru a obține o anumită tensiune continuă.

● **Redresorul** este un circuit care conține cel puțin un element neliniar capabil să transforme tensiunea alternativă într-o formă de undă cu componenta continuă diferită de zero. Pe lîngă *componenta continuă*, la ieșirea redresorului se obține și o componentă variabilă numită *ondulație*.

● **Filtrul** are rolul de a atenua ondulațiile tensiunii redresate. Tensiunea ce se obține la ieșirea filtrului, deci tensiunea furnizată de sursa nestabilizată, este dependentă de tensiunea de intrare (a rețelei), de sarcină și de temperatură.

● **Stabilizatorul** are rolul de a face ca tensiunea la ieșirea sursei stabilizate să fie independentă de acești factori și să se apropie cît mai mult de o tensiune continuă.

În cele ce urmează vom studia *redresoarele monofazate* (acelea care redresează numai o fază a tensiunii rețelei) fără și cu filtru, după care vom analiza *stabilizatoarele de tensiune*.



Fig. 15.1

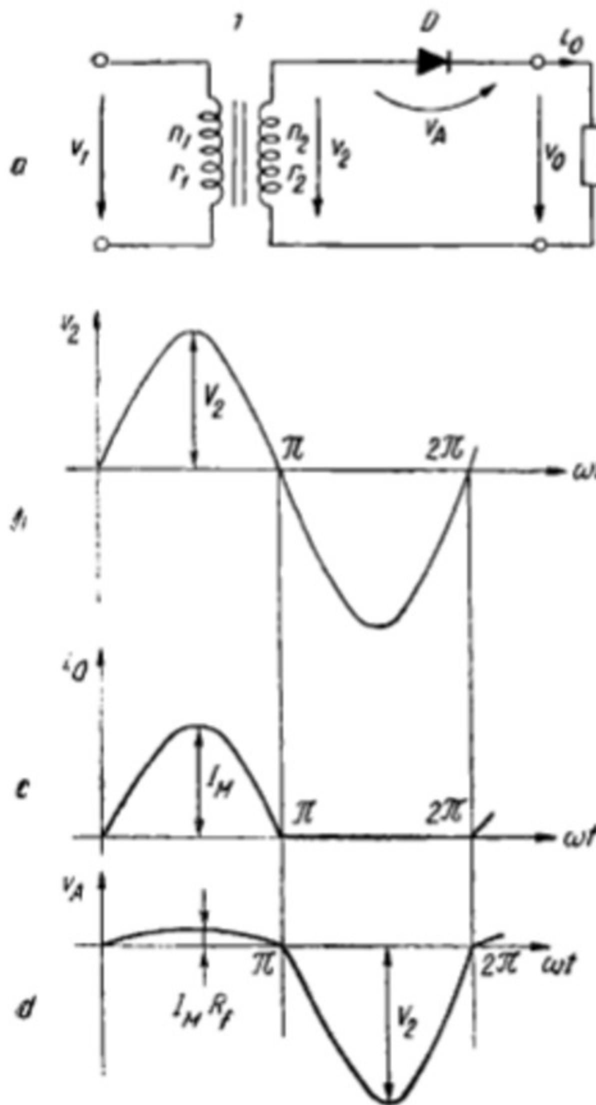


Fig. 15.2

15.2. REDRESOARE MONOFAZATE

15.2.1. Redresor monoalternanță fără filtru

În figura 15.2 se arată schema unui redresor monoalternanță fără filtru, precum și formele de undă din circuit. Se consideră un transformator fără pierderi de flux, alimentat în primar de la tensiunea $v_1 = V_1 \sin \omega t$, astfel că în secundar găsim tensiunea:

$$v_2 = V_2 \sin \omega t \qquad (15.1)$$

și rezistența de pierderi:

$$R_T = r_1 \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2 + r_2, \quad \frac{n_2}{n_1} = \frac{V_2}{V_1}, \qquad (15.2)$$

unde r_1, r_2 și n_1, n_2 sînt rezistențele, respectiv numărul de spire ale primarului și secundarului.

● Într-un redresor, dispozitivul semiconductor lucrează la semnal mare, neliniaritățile dispozitivului producînd **efectul de redresare.**

Pentru a face o tratare analitică accesibilă, aproximăm liniar pe porțiuni caracteristica neliniară a diodei așa cum se arată în figura 15.3, *a*. Valorile numerice pentru V_γ și R_f depind de tipul diodei folosite, precum și de amplitudinile tensiunii și curentului prin diodă.

Astfel, pentru un curent maxim de 10 mA prin diodă, valori rezonabile sînt $V_\gamma = 0{,}6$ V (0,2 V) și $R_f = 15\ \Omega$ (20 Ω) pentru Si (Ge), pe cînd la un curent de 50 mA vom lua $V_\gamma = 0{,}65$V (0,3 V) și $R_f = 5{,}5\ \Omega$ (6 Ω).

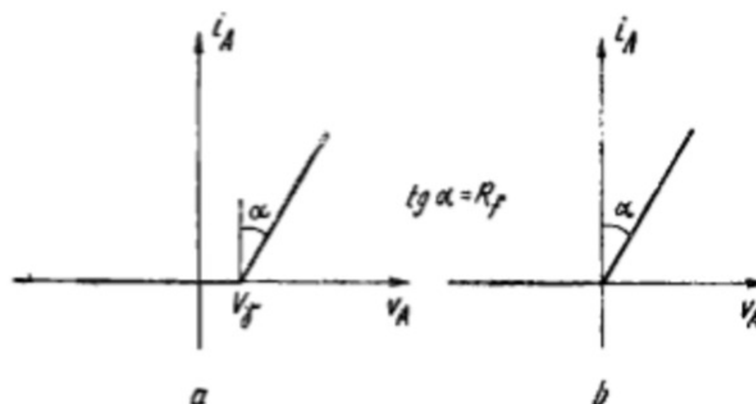


Fig. 15.3

Dacă amplitudinea tensiunii pe diodă este mare, putem neglija pe V_γ şi acceptăm aproximarea din figura 15.3, *b*, caz în care calculele devin foarte simple.

○ **Trebuie menţionat că** *R_f este o rezistenţă diferenţială diferită de cea de c.c.* (vezi figura 15.3, *a*), *precum şi de valoarea de semnal mic* $r_d = \eta V_T/(i_A + I_0)$. R_f în aproximaţia din figura 15.3 are o valoare constantă şi corespunde parametrului de semnal mare mediu de pe caracteristica reală neliniară.

Curentul prin sarcină rezultă acum analitic:

$$i_O = I_M \sin \omega t, \quad 0 \leqslant \omega \leqslant \pi; \tag{15.3}$$

$$i_O = 0, \quad \pi \leqslant \omega \leqslant 2\pi, \tag{15.4}$$

unde

$$I_M = \frac{V_2}{R_i + R_L}, \tag{15.5}$$

iar R_i este rezistenţa totală de pierderi:

$$R_i = R_f + R_T. \tag{15.6}$$

Curentul poate rezulta şi grafic, din caracteristica dinamică de transfer (fig. 15.4). Forma de undă a curentului este caracteristică redresării monoalternanţă. Dezvoltînd în serie Fourier această formă de undă, rezultă:

$$i_O = I_M\left[\frac{1}{\pi} + \frac{1}{2}\sin\ \omega t - \frac{2}{\pi}\sum_{k=2,4,6\ldots}\frac{\cos k\omega t}{(k+1)(k-1)}\right]. \tag{15.7}$$

Tensiunea pe sarcina rezistivă R_L este:

$$v_O = R_L i_O \tag{15.8}$$

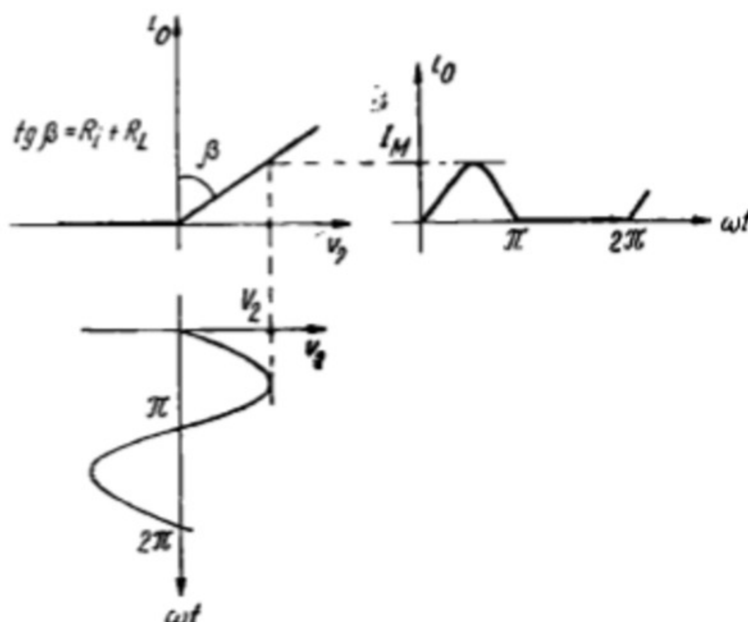


Fig. 15.4

şi, ca **urmare**, ***curentul şi tensiunea medie (redresată)*** sînt:

$$I_O = \frac{I_M}{\pi}, \quad V_O = R_L \frac{I_M}{\pi} = \frac{R_L}{R_i + R_L} \cdot \frac{V_2}{\pi}. \tag{15.9}$$

Rezultă deci conversia tensiunii alternative v_2 (de componentă medie nulă) **într-o** tensiune **unidirecţională** cu componenta medie nenulă. Acesta este efectul de redresare. Pe lîngă componenta medie, apare însă şi o componentă variabilă, numită *ondulaţie*, definită ca:

$$i_o(t) = i_O(t) - I_O; \quad v_O(t) = v_O(t) - V_O. \tag{15.10}$$

Amplitudinea componentei fundamentale a ondulaţiei (precum *şi a întregului semnal*) rezultă din relaţia (15.7):

$$I_{o1} = \frac{I_M}{2}; \quad V_{o1} = R_L \frac{I_M}{2} = \frac{R_L}{R_i + R_L} \cdot \frac{V_2}{2} \tag{15.11}$$

şi are frecvenţa tensiunii v_2. Amplitudinile armonicelor de ordin superior scad cu ordinul acestora (v. relaţia 15.7).

Mai interesează *valoarea eficace a curentului total în sarcină*:

$$I_{OEF}^2 = \frac{1}{T}\int_0^T i_O^2 \,\mathrm{d}t = \frac{1}{2\pi}\int_0^{\pi} I_M^2 \sin^2 \omega t \mathrm{d}(\omega t) = \frac{I_M^2}{4}, \quad I_{OEF} = \frac{I_M}{2}, \tag{15.12}$$

precum şi *valoarea eficace a ondulaţiilor*:

$$I_{oef}^2 = I_{OEF}^2 - I_O^2. \tag{15.13}$$

● Sîntem acum în măsură să definim **principalele caracteristici ale unui redresor**:

— *caracteristica externă;*
— *randamentul;*
— *factorul de ondulaţie;*
— *valorile maxime ale curentului şi tensiunii pe diodă.*

Eliminînd pe R_L în expresia lui V_O dată de relaţia (15.9) şi de relaţia (15.8) scrisă pentru componenta medie ($V_O = R_L I_O$), rezultă **caracteristica externă**:

$$V_O = \frac{V_2}{\pi} - R_i I_O, \tag{15.14}$$

reprezentată în figura 15.5 care arată că tensiunea redresată scade pe măsură ce creşte curentul de sarcină, datorită pierderilor pe rezistenţa internă R_i. Cu liniarizările făcute, caracteristica din figura 15.5, *a* este o dreaptă. Relaţia (15.14) sugerează de asemenea schema echivalentă (pentru componentele medii) de tip Thévenin din figura 15.5, *b*.

Randamentul redresării se defineşte ca raportul dintre puterea de c.c. în sarcină şi puterea totală:

$$\eta = \frac{R_L I_{OEF}^2}{(R_i + R_L) I_{OEF}^2} = \frac{(I_O / I_{OEF})^2}{1 + R_i/R_L} = \frac{4}{\pi^2} \cdot \frac{1}{1 + R_i/R_L} < 40\,\%. \tag{15.15}$$

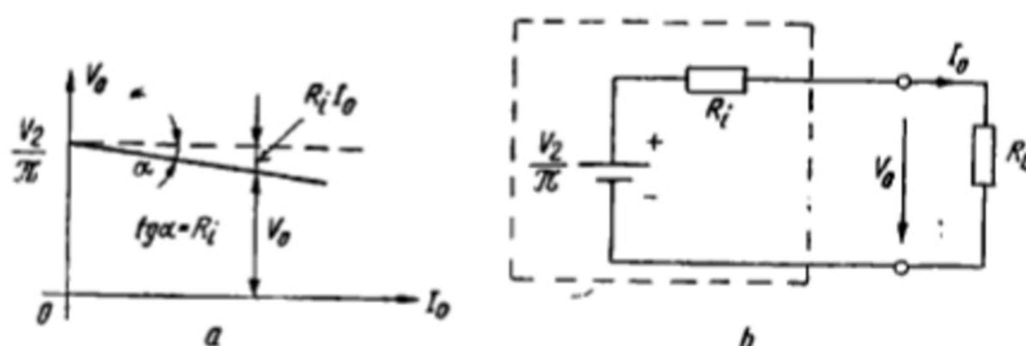


Fig. 15.5

Valoarea maximă a randamentului este de 40%, valoare ce se obține pentru $R_i \ll R_L$, deci la pierderi mici sau la curenți de sarcină mici. Valoarea scăzută a randmantului se datorește valorii mici a raportului $I_O/I_{OEF} = 2/\pi < 1$. Forma de undă redresată (fig. 15.2, *c*) este departe de o valoare continuă, avînd variații mari între zero și valoarea maximă, precum și intervale cînd este nulă. Acest lucru rezultă și din **factorul de ondulație,** parametru ce caracterizează „calitativ" forma de undă, definit ca:

$$\gamma = V_{o1}/V_O = \pi/2 = 1{,}57. \tag{15.16}$$

Valoarea supraunitară a lui γ subliniază din nou calitatea slabă a redresării monoalternanță, amplitudinea fundamentală fiind mai mare decît valoarea medie a tensiunii în sarcină.

Se mai definește un alt factor de ondulație γ':

$$\gamma' = V_{o\,ef}/V_O = I_{o\,ef}/I_O = \sqrt{I^2_{OEF} - I^2_O}/I_O = 1{,}21. \tag{15.17}$$

Valorile maxime ale curentului și tensiunii pe diodă, importante în alegerea acesteia, sînt:

— curentul maxim $I_{A\,max} = I_M$; trebuie ca $I_M < I_{AM}$ dat în catalog;

— curentul mediu $I_{A0} = I_O < I_{A0M}$, dat în catalog;

— tensiunea inversă maximă pe diodă (fig. 15.2, *d*) care se atinge în momentul cînd dioda nu conduce și $v_2 = -V_2$ ($\omega t = 3\ \pi/2$), deci $V_{AR\,max} = V_2 < V_{ARM}$ dat în catalog.

Dacă V_2 este de ordinul volților, va trebui să ținem cont de V_γ (fig. 15.3, *a*). În acest caz va exista un unghi de întîrziere φ al curentului, astfel că, în alternanța pozitivă $i_O \neq 0$ pentru un unghi $\pi - 2\varphi < \pi$ (fig. 15.6, *a*). Pentru o diodă idealizată, valoarea curentului redresat este:

$$I'_O = \frac{I'_M}{\pi} \cos\ \varphi \frac{1}{1 - \sin\varphi} [1 - (\pi/2 - \varphi)\ \sin\ \varphi], \tag{15.18}$$

unde

$$I'_M = \frac{V_2 - V_\gamma}{R_i + R_L},\ \sin\ \varphi = V_\gamma/V_2. \tag{15.19}$$

Se constată că $I'_O < I_O$; ca urmare scade randamentul. Caracteristica externă rămîne liniară, scăzînd de la valoarea în gol $(V_2 - V_\gamma)I'_O/I'_M$.

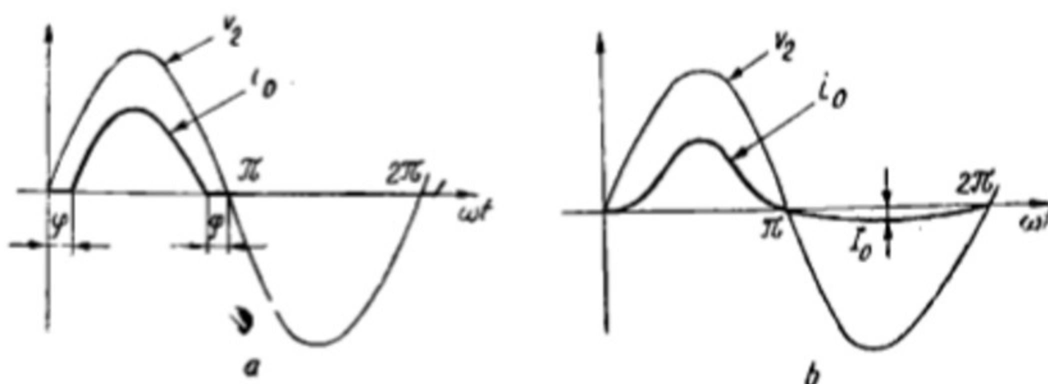


Fig. 15.6

Dacă ţinem cont de neliniaritatea diodei, deci *admitem caracteristica reală* $i_A = I_0 [\exp (v_A/\eta V_T) - 1]$ se obţine pentru curent o formă de undă care nu mai este sinusoidală în alternanţa pozitivă şi este diferită de zero în alternanţa negativă (fig. 15.6, *b*). Tratarea analitică este dificilă, dioda se înlocuieşte cu rezistenţa sa de semnal mare, deci dependentă de amplitudinea curentului prin dispozitiv. Printre modificările care mai intervin menţionăm următoarele:

— rezistenţa R_i va fi neliniară şi ca urmare caracteristica externă va rezulta tot neliniară;

— scad valorile lui I_O şi V_O datorită conducţiei inverse a diodei;

— scade randamentul redresării;

— scade puţin tensiunea inversă maximă pe diodă $V_{AR\,max} = V_2 - - R_L + R_T)I_O$.

15.2.2. Redresoare dublă alternanţă fără filtru

● În figura 15.7 se prezintă schema unui **redresor dublă alternanţă cu priză mediană** şi formele de undă din circuit. Valorile V_2, n_2, r_2 se referă la jumătate din secundarul transformatorului. Se observă că circuitul se compune din două redresoare monoalternanţă, astfel conectate încît în alternanţa pozitivă conduce D_1, iar în alternanţa negativă conduce D_2, curentul prin sarcină $i_O = i_1 + i_2$ avînd acelaşi sens în ambele alternanţe. Se obţine forma de undă „dublă alternanţă" arătată în figura 15.7, *c*.

Efectul de redresare. Dacă admitem pentru diode caracteristica din figura 15.3, *b*, *curentul în sarcină* va avea expresia analitică:

$$i_O = I_M |\sin \omega t|, \tag{15.20}$$

cu I_M dat de relaţia (15.5). Dezvoltînd în serie Fourier:

$$i_O = I_M \left[\frac{2}{\pi} - \frac{4}{\pi} \sum_{k=2,4,6,\dots} \frac{\cos k\omega t}{(k+1)(k-1)} \right]. \tag{15.21}$$

Curentul şi tensiunea redresată sînt:

$$I_O = \frac{2I_M}{\pi}; \quad V_O = \frac{R}{R_i + R_L} \cdot \frac{2V_2}{\pi}. \tag{15.22}$$

Se observă că frecvența minimă a ondulațiilor este dublul frecvenței lui v_2 și *amplitudinile componentei fundamentale în sarcină* sînt:

$$I_{o2} = \frac{4I_M}{3\pi};\ V_{o2} = \frac{R_L}{R_i + R_L} \cdot \frac{4V_2}{3\pi}. \quad (15.23)$$

Valoarea eficace a curentului în sarcină este:

$$I_{OEF} = I_M/\sqrt{2}, \quad (15.24)$$

întocmai ca la un semnal sinusoidal, valoarea eficace nedepinzînd de semnul semnalului.

Caracteristicile redresorului. Similar cu paragraful precedent se obține *caracteristica externă*:

$$V_O = \frac{2V_2}{\pi} - R_i I_O, \quad (15.25)$$

din care se vede că tensiunea în gol $V_{O0} = 2V_2/\pi$ este dublă față de cazul monoalternanță dacă folosim un transformator cu tensiune dublă în secundar (comparativ cu cazul monoalternanță). Folosind același transformator se constată că tensiunea în gol este aceeași, și anume tensiunea din secundar (V_2, respectiv $2V_2$) împărțită la π.

Randamentul redresării este:

$$\eta = \frac{R_L I_O^2}{(R_i + R_L) I_{OEF}^2} = \frac{(I_O/I_{OEF})^2}{1 + R_i/R_L} = \frac{8}{\pi^2} \cdot \frac{1}{1 + R_i/R_L} < 80\% \quad (15.26)$$

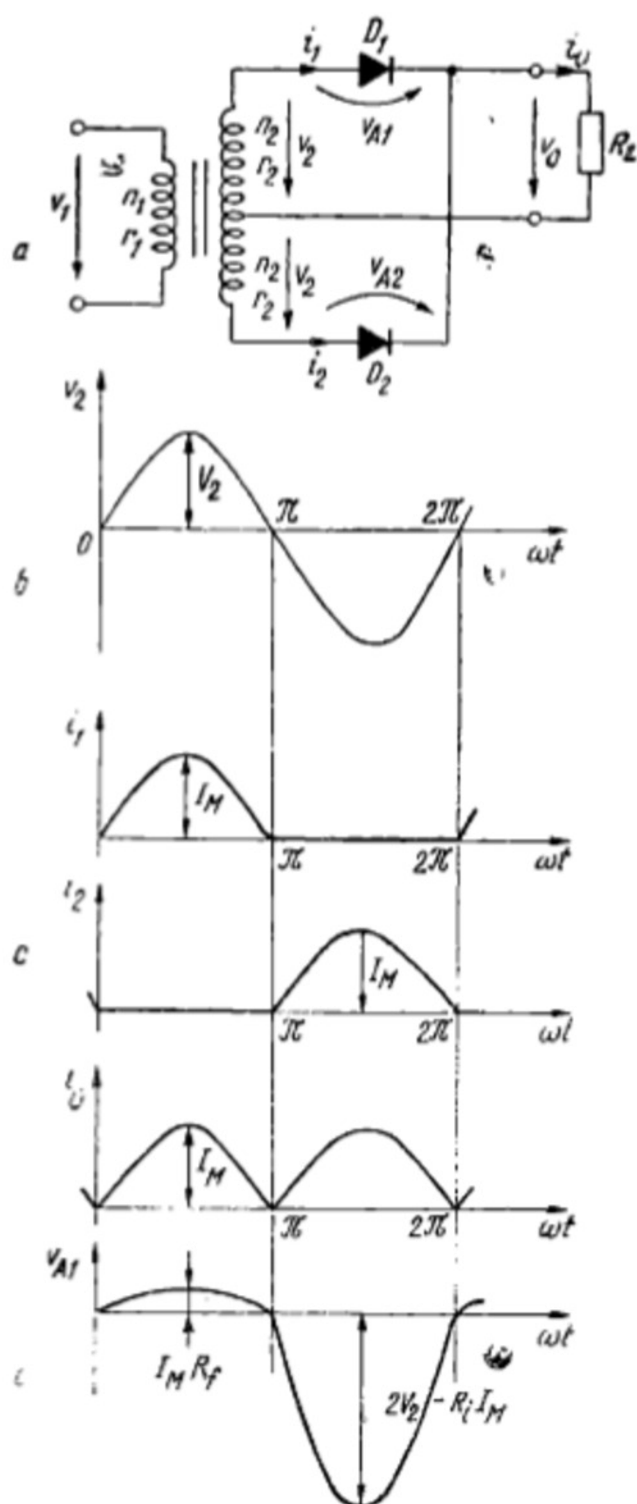


Fig. 15.7

și se constată că este dublu față de cazul monoalternanță.

Factorul de ondulație γ este:

$$\gamma = V_{o2}/V_O = 2/3 = 0{,}67, \quad (15.27)$$

deci subunitar în comparație cu redresorul monoalternanță, datorită creșterii componentei continue și scăderii componentei alternative. Factorul de ondulație $\gamma' = 0{,}48$.

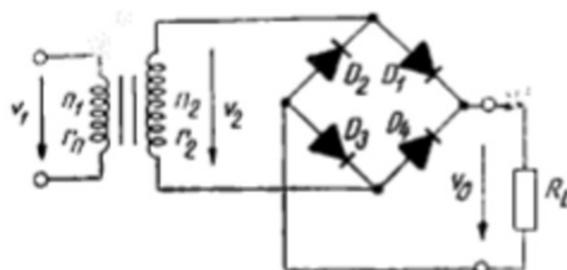


Fig. 15.8

Solicitări diodelor sînt:

— *curentul maxim* $I_{A\,max} = I_M < < I_{AM}$;

— *curentul mediu* $I_{A0} = I_O/2 < < I_{A0M}$;

— *tensiunea inversă **maximă** pe diodă* $V_{AR\,max} = 2V_2 - R_iI_M \cong 2V_2 < < V_{ARM}$. Pentru aceeaşi tensiune în secundarul transformatorului (pentru a obţine aceeaşi tensiune redresată), tensiunea $V_{AR\,max}$ este aceeaşi la dublă alternanţă ca şi în cazul monoalternanţă, şi anume tensiunea maximă pe secundar.

● În figura 15.8 se prezintă schema unui **redresor dublă alternanţă în punte.** În alternanţa pozitivă conduc diodele D_1 şi D_3, iar în alternanţa negativă — D_2 şi D_4, obţinîndu-se aceleaşi forme de undă ca la redresorul dublă alternanţă cu priză mediană (fig. 15.7). Întrucît la un moment dat conduc două diode, relaţia (15.6) devine $R_i = 2R_f + R_T$ şi cu aceasta relaţiile găsite pentru cazul cu priză mediană se păstrează, cu excepţia tensiunii inverse maxime pe diodă, care este $V_{AR\,max} \cong V_2$, deci egală cu *tensiunea din secundar*, care, *la aceeaşi tensiune redresată, este jumătate din valoarea corespunzătoare redresorului cu priză mediană.* Acesta este unul din avantajele redresorului în punte faţă de cel cu priză mediană, un altul fiind acela că *transformatorul nu are nevoie de priză mediană.*

○ **Observaţii.** La redresorul monoalternanţă, prin secundarul transformatorului trece componenta medie a curentului, ceea ce poate duce la premagnetizarea miezului, deci la o funcţionare neliniară. La redresorul cu priză mediană nu există acest pericol, întrucît curentul circulă în sensuri opuse în cele două jumătăţi ale secundarului şi efectul componentei continue se anulează. În această situaţie apare dezavantajul că prin fiecare jumătate a secundarului trece curent numai o jumătate de perioadă, pe cînd la redresorul în punte trece curent prin secundar întreaga perioadă şi este de formă sinusoidală, ca cel din primar. Rezultă că, la aceeaşi putere de ieşire, putem folosi un transformator mai mic la redresorul în punte faţă de cel cu priză mediană.

15.2.3. Redresoare cu filtru capacitiv

În cele mai multe cazuri, forma de undă obţinută la ieşirea unui redresor fără filtru nu este convenabilă pentru alimentarea aparaturii electronice, deoarece componenta variabilă a tensiunii pe sarcină are o valoare mare. Astfel, în ambele cazuri prezentate, variaţia vîrf-vîrf a componentei variabile este cuprinsă între zero şi valoarea maximă $R_LI_M \lesssim V_2$ (amplitudinea tensiunii pe secundar). Este necesar ca între redresor şi sarcină să introducem un filtru, care are scopul de atenuare a ondulaţiei tensiunii redresate.

Filtrul cel mai des folosit este **filtrul capacitiv** sub forma sa cea mai simplă, prezentată în figura 15.9, *a* pentru un *redresor monoalternanţă.* Condensatorul înmagazinează energie în intervalele cînd dioda conduce, energie debitată în sarcină atunci cînd dioda este blocată; ca urmare, timpul cît curentul trece prin sarcină creşte, iar ondulaţiile se reduc.

○ **Notă.** Tratarea analitică exactă a unui redresor cu filtru, chiar şi în această formă simplă — cu un singur condensator — este imposibilă datorită

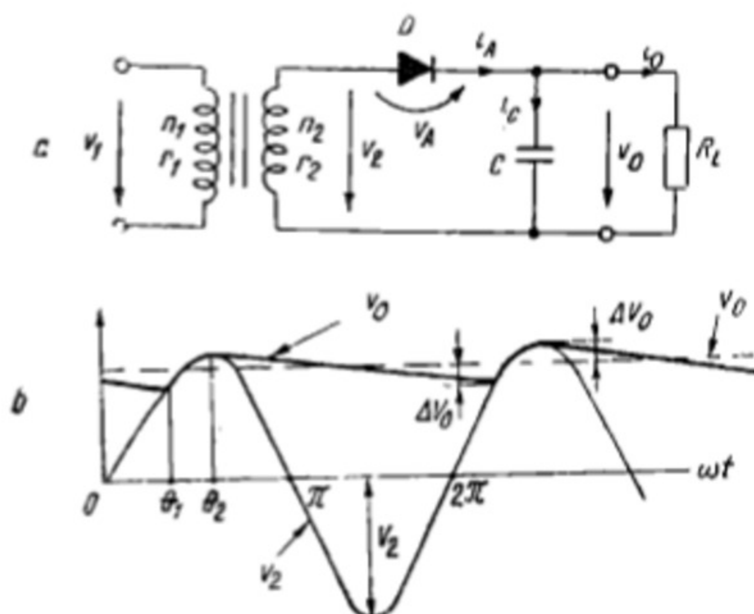


Fig. 15.9

neliniarității ecuațiilor ce caracterizează circuitul. Ca urmare, *se fac o serie de simplificări* care permit tratări analitice aproximative și care conduc pe de o parte la înțelegerea fenomenului, și pe de altă parte la obținerea unor relații suficient de bune pentru calcule inginerești.

Într-o primă aproximație neglijăm pierderile $R_i = 0$ **și considerăm un condensator de valoare mare** $\omega CR_L \gg 1$. În aceste condiții, pentru **redresorul monoalternanță,** se obține forma de undă v_O din figura 15.9, *b*. Condensatorul se încarcă spre vîrful tensiunii v_2 cînd dioda conduce (în intervalul unghiular $\theta = \theta_2 - \theta_1 =$ unghiul de conducție), interval în care $v_O = v_2$. Cînd dioda este blocată (v_2 devine mai mic decît v_O), C se descarcă prin sarcină, aproximativ liniar dacă $\omega CR_L \gg 1$. Cu cît această ultimă condiție este mai bine îndeplinită, cu atît unghiul de conducție θ este mai mic decît unghiul de blocare $2\pi - \theta$, astfel că la limită cînd $C \to \infty$, $\theta \to 0$, și $2\pi - \theta \to 2\pi$ (rezultă din aproximația la care ne vom referi în continuare, că $\theta \to 0$ conduce la $\theta_2 = \pi/2$ deci descărcarea lui C începe la vîrful tensiunii v_2). Dacă V_o este amplitudinea ondulației, atunci:

$$V_O = V_2 - V_o. \tag{15.28}$$

V_o se determină din condiția ca sarcina acumulată în C la încărcare să fie egală cu cea pierdută la descărcare: $2C\Delta V_o = I_O T = 2\pi I_O/\omega$ și deci

$$\Delta V_o = \pi I_O/\omega C. \tag{15.29}$$

Rezultă *caracteristica externă:*

$$V_O = V_2 - \frac{\pi}{\omega C} I_O \tag{15.30}$$

și *factorul de ondulație:*

$$\gamma = \frac{\Delta V_o}{V_O} = \frac{\pi}{\omega R_L C}. \tag{15.31}$$

O valoare mare pentru condensator reduce ondulațiile; pe de altă parte, la curenți mari ondulațiile cresc. Tensiunea în gol crește față de cazul redresorului fără filtru la valoarea V_2. Este deci avantajos să întrebuințăm acest filtru la curent de sarcină mic.

Putem estima *curentul maxim prin diodă* $I_{A\,max}$, presupunîndu-l constant în intervalul de conducție θ/ω, — condiția de sarcină pe condensator $I_{A\,max}\theta/\omega = 2\pi I_O/\omega$. Unghiul de conducție rezultă din relația $2V_o = V_2(1 - \cos\theta) \cong V_2\theta^2/2$ — momentul θ_1 în figura 15.9, *b*. Vom avea deci $\theta = 2\sqrt{V_o/V_2} \cong 2\sqrt{\gamma}$ și

$$\frac{I_{A\,max}}{I_{A0}} = \frac{2\pi}{\theta} = \frac{\pi}{\sqrt{\Delta V_o/V_2}} = \frac{\pi}{\sqrt{\gamma}} = \sqrt{\pi\omega C R_L}. \tag{15.32}$$

○ **Observație.** Valoarea curentului de vîrf în diodă este mult mai mare decît curentul mediu prin sarcină, deoarece sarcina pierdută de condensator la descărcare (aproape întreaga perioadă) trebuie recuperată într-un timp foarte scurt. Din acest motiv dioda și transformatorul sînt utilizate nerațional. Din figura 15.9, *b* rezultă că valoarea maximă a tensiunii inverse pe diodă $V_{AR\,max} = V_2 + V_O \cong 2V_2$ adică dublul tensiunii maxime pe secundar.

Analizînd în aceeași aproximație *redresorul dublă alternanță cu filtru C* (fig. 15.10), rezultă pentru caracteristica externă și factorul de ondulație:

$$V_O = V_2 - \frac{\pi}{2\omega C} I_O; \tag{15.33}$$

$$\gamma = \pi/2\omega R_L C, \tag{15.34}$$

raportul $I_{A\,max}/I_{A0}$ fiind dat de relația (15.32). Ondulațiile au frecvența 2ω. Valoarea maximă a tensiunii inverse pe diode este egală cu $2V_2$ la montajul cu priză mediană și V_2 la montajul în punte. Valoarea curentului de vîrf prin diodă în momentul conectării tensiunii în primar este mai mare decît $I_{A\,max}$ datorită faptului că C este descărcat, curentul fiind limitat numai de rezistența de pierderi R_i. Pentru limitarea acestui curent inițial, se introduce o rezistență serie de protecție R_s (fig. 15.10) care în calcule trebuie să fie înglobată în valoarea lui R_i.

Aproximația următoare constă în neglijarea pierderilor $R_i = 0$, renunțînd însă la condiția $\omega C R_L \gg 1$, deci considerarea unui condensator de o valoare oarecare. Calculele conduc la formele de undă din figura 15.11 pentru redresorul monoalternanță.

Rezultatele calculelor sînt implicite și se dau sub formă grafică: θ_1, θ_2, V_O/V_2, γ', $I_{A\,max}/I_{A0}$ funcție de $\omega R_L C$, atît pentru mono- cît și pentru dublă alternanță.

Într-o a treia aproximație se consideră un condensator oarecare, precum și pierderile $R_i \neq 0$ dar constante în timp prin liniarizarea diodelor

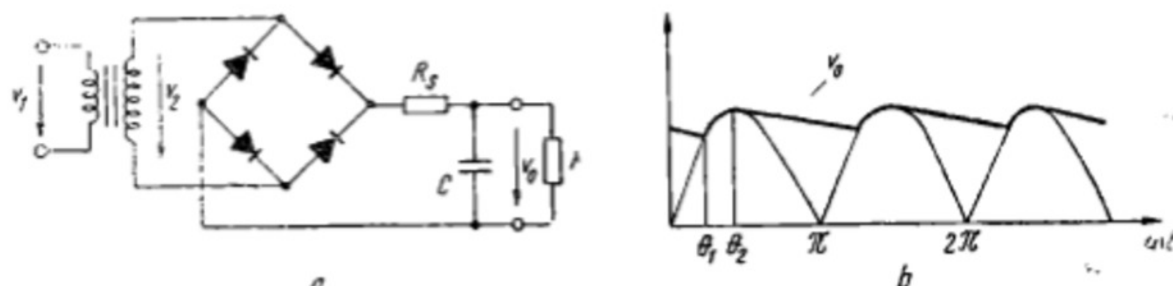


Fig. 15.10

(fig. 15.3). Se obțin formele de undă din figura 15.12 pentru redresorul monoalternanță.

Rezultatele se dau din nou, implicit, sub formă grafică: V_O/V_2, γ', $I_{A\,max}/I_{A0}$, I_{Aef}/I_{A0} în funcție de $\omega R_L C$ avînd ca parametru pe r/R_L, unde r este rezistența totală de pierderi $r = R_s + R_i$ (fig. 15.10), atît pentru mono- cît și pentru dublă alternanță.

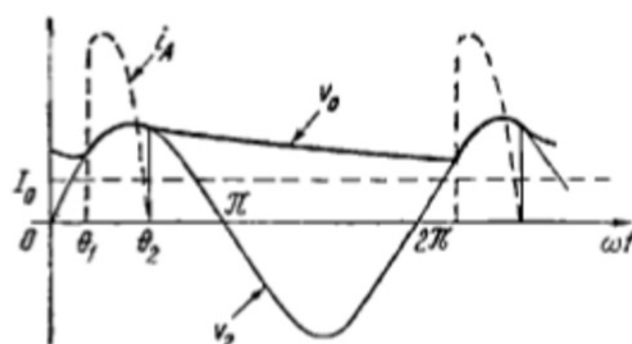


Fig. 15.11

În sfîrșit, o aproximație care conduce la calcule simple, constă în **considerarea unor pierderi constante** $R_i = const$, **dar cu îndeplinirea condiției** $\omega R_L C \gg 1$. Această condiție permite inițial presupunerea $v_O \cong V_O$ (fig. 15.13) cu care rezultă unghiul de conducție, tensiunea și curentul redresat. Trecînd ulterior la o formă de undă ca cea din figura 15.12, se poate determina și factorul de ondulație.

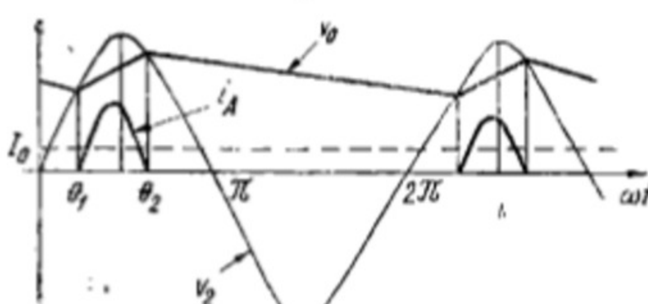


Fig. 15.12

Rezultatele se prezintă tot implicit sub formă grafică: $\theta/2$ și V_O/V_2 în funcție de sarcină și pierderi, precum și caracteristica externă — atît în cazul mono- cît și dublă alternanță. Rezultatele celei de-a treia aproximații se folosesc cel mai des în proiectare.

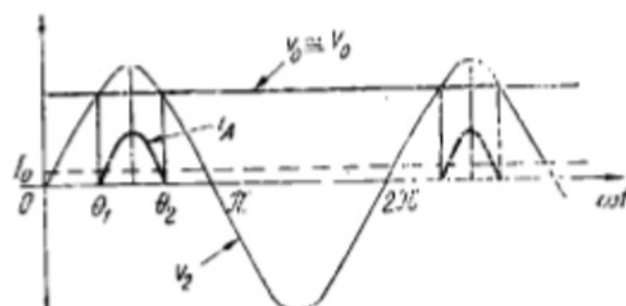


Fig. 15.13

15.2.4. Redresoare cu filtru în π

În figura 15.14 se prezintă un redresor în punte cu filtru în π.

● **Filtrul** π poate fi considerat ca fiind format dintr-un filtru capacitiv C_1 urmat de un divizor al amplitudinii ondulațiilor de pe C_1 cu raportul de divizare $|X_{C2}|/R_F$, dacă este îndeplinită condiția $|X_{C2}| \ll R_F$; reactanța X_{C2} se calculează la frecvența ondulațiilor (2ω pentru montajul din figura 15.14). Dacă notăm cu γ_C *factorul de ondulație pe condensatorul de intrare* C_1, dat de relația (15.34):

$$\gamma_C = \frac{\pi}{2\omega R_L C_1} = \frac{\pi |X_{C1}|}{R_L}, \tag{15.35}$$

atunci *factorul de ondulație pe sarcină* va fi

$$\gamma_\pi = \gamma_C \frac{|X_{C2}|}{R_F} = \frac{\pi |X_{C1}| |X_{C2}|}{R_L R_F}. \tag{15.36}$$

○ **Notă.** Aceeași expresie se obține și pentru un redresor monoalternanță urmat de un filtru în π, numai că reactanțele vor fi calculate la frecvența ω.

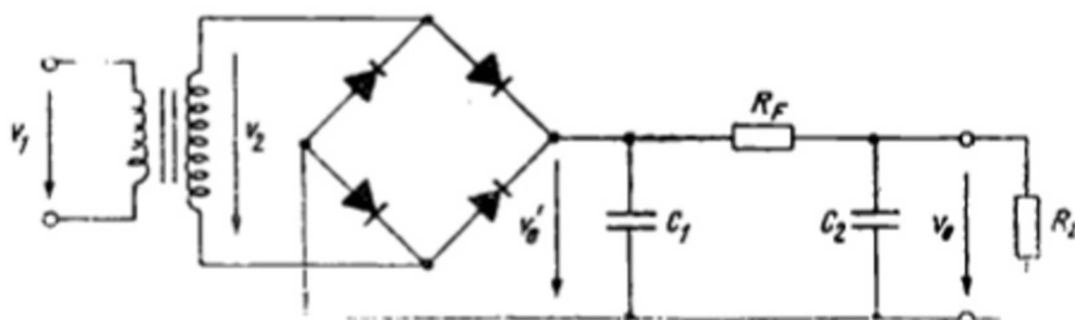


Fig. 15.14

● **Filtrul în π inductiv.** Dezavantajul filtrului în π rezistiv este pierderea de tensiune continuă pe rezistența R_F, care poate fi importantă la curent mare de sarcină. Situația se poate remedia înlocuind pe R_F cu o inductanță L_F care să satisfacă condiția $|X_{C2}| \ll |X_{LF}|$. Factorul de ondulație în sarcină este dat tot de relația (15.36) dacă înlocuim pe R_F cu $|X_{LF}|$. Filtrul în π inductiv este rar folosit în redresoarele cu dispozitive semiconductoare din motive de spațiu, greutate și cost ridicat.

● **Filtrul în π cu tranzistor.** O altă soluție pentru înlăturarea dezavantajului pierderii de tensiune continuă pe rezistența R_F este înlocuirea acesteia cu un tranzistor. Tranzistorul are o rezistență mică în c.c. și o rezistență mare în c.a., deci are o acțiune similară cu o bobină atunci cînd este folosit într-un filtru π.

În schema din figura 15.15, a tranzistorul este alimentat prin R_2 în conexiunea cu *baza comună*. Prin grupul R_1, C_3 este alimentat cu un curent de emitor constant ($2\omega C_3 R_1 \gg 1$) asigurîndu-se astfel în sarcină un curent practic constant. Rezistența dinamică a tranzistorului între colector și emitor este mare și introdusă în relația (15.36) în locul lui R_F se obține factorul de ondulație γ_π. Pierderea de tensiune continuă pe tranzistor este mică dacă acesta este polarizat corect în c.c.

În filtrul din figura 15.15, b tranzistorul lucrează ca *repetor pe emitor*. Dacă $2\omega C_3 R_1 \gg 1$ (se presupune ca și în figura 15.15, *a* că filtrul este montat la ieșirea unui redresor dublă alternanță), atunci ondulațiile pe C_1 apar la intrarea tranzistorului (între bază și colector) și se regăsesc la ieșirea lui (între emitor și colector), astfel că pulsațiile pe C_2 sînt mult diminuate față de cele pe C_1.

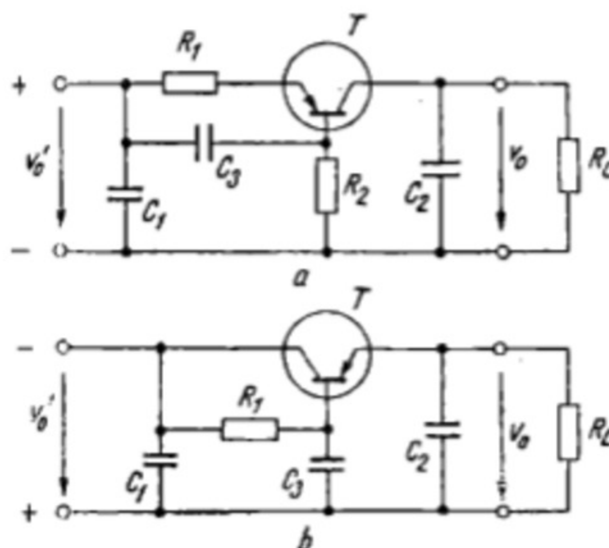


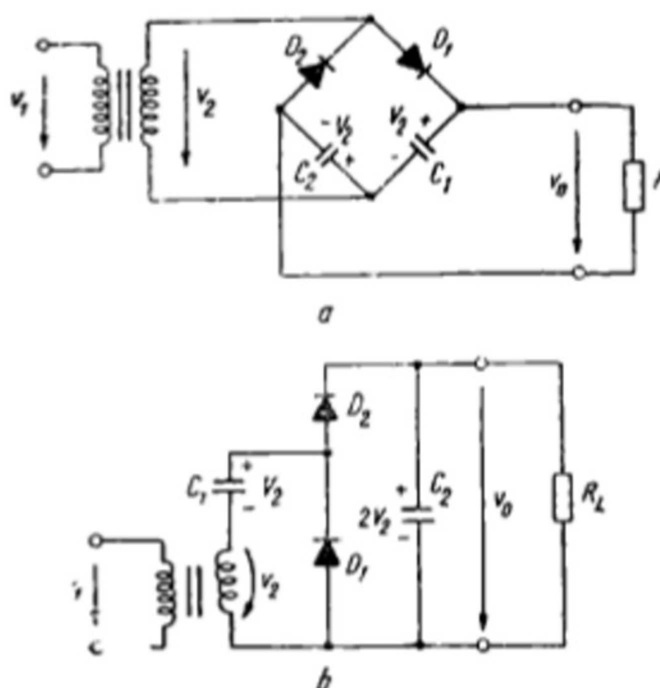
Fig. 15.15

Filtrele în π cu tranzistor au randament bun, dar sînt afectate de variațiile de temperatură și există pericolul distrugerii tranzistorului în caz de scurtcircuit în sarcină.

15.2.5. Redresoare cu multiplicarea tensiunii

● **Dublor de tensiune dublă alternanță.** Dacă în redresorul în punte din figura 15.8 înlocuim diodele D_3 și D_4 cu condensatoa-

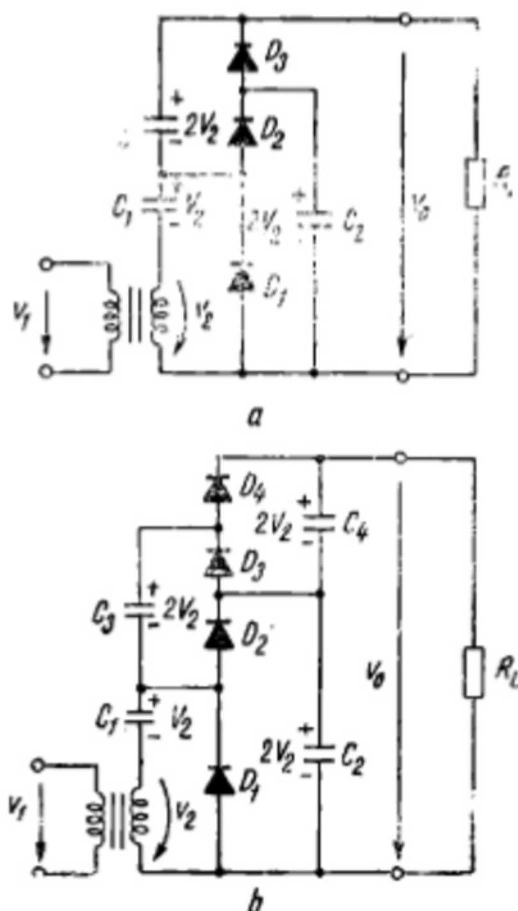
rele C_1 și C_2, obținem schema din figura 15.16, *a* care poate fi considerată ca fiind formată din două redresoare monoalternanță cu filtru *C* lucrînd în serie pe sarcină. Condensatoarele C_1 și C_2 se încarcă în cele două alternanțe prin diodele D_1 și D_2 aproximativ la tensiunea V_2 dacă $\omega C_1 R_L \gg 1$ și $\omega C_2 R_L \gg 1$, astfel că tensiunea pe sarcină este aproximativ $2V_2$. Condensatoarele au rol de filtru *C*, diodele în regim permanent conducînd scurte intervale de timp, pe vîrfurile sinusoidei din secundar, și descărcîndu-se în restul perioadei prin sarcină. Frecvența ondulațiilor este 2ω, iar tensiunea inversă maximă pe diode este aproximativ $2V_2$.


Fig. 15.16

● În figura 15.16, *b* se prezintă un **dublor de tensiune monoalternanță.** În regimul tranzitoriu inițial C_1 se încarcă la tensiunea V_2 prin D_1, iar C_2 se încarcă prin D_2 și C_1 la tensiunea $2V_2$. În regim permanent, pe vîrful alternanței pozitive D_2 conduce și C_2 se încarcă, iar C_1 se descarcă. În alternanța negativă C_1 se încarcă, iar C_2 se descarcă pe sarcină. Frecvența pulsațiilor este ω, iar tensiunea inversă maximă pe diode este $2V_2$. Față de schema precedentă, aceasta are avantajul că sarcina și secundarul au un punct comun de masă.

Schema din figura 15.16, *b* se poate extinde pentru a obține triplarea sau cuadruplarea (etc.) tensiunii ca în figurile 15.17, *a*, respectiv *b*.

● **Schema de cuadruplare a tensiunii** (fig. 15.17, *b*) funcționează astfel. în regimul tranzitoriu inițial C_1 se încarcă prin D_1 la tensiunea V_2, C_2 se încarcă prin D_2 și C_1 la $2V_2$, C_3 se încarcă prin D_3, C_1 și C_2 la tensiunea $2V_2$, iar C_4 se încarcă prin D_4, C_1, C_2, C_3 la tensiunea $2V_2$. În regim permanent diodele conduc numai pe vîrfurile sinusoidei din secundar, astfel că în alternanța pozitivă C_2 și C_4 se încarcă, pe cînd C_1 și C_3 se descarcă. În alternanța negativă C_1 și C_3 se încarcă, pe cînd C_2 și C_4 se descarcă pe sarcină.


Fig. 15.17

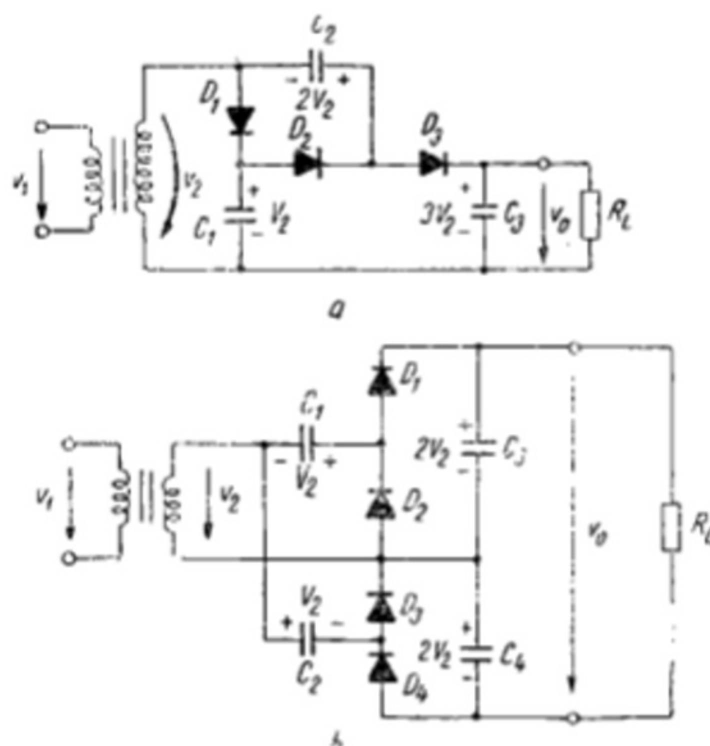


Fig. 15.18

○ **Notă.** Schemele de triplare și cuadruplare din figura 15.17 se pot întîlni și în variantele din figura 15.18.

15.3. STABILIZATOARE DE TENSIUNE

15.3.1. Generalități

Aparatura electronică necesită tensiuni de alimentare continue pentru o funcționare corectă. Tensiunea obținută la ieșirea unui redresor cu filtru are — pe lîngă componenta continuă (dependentă de tensiunea rețelei) — și o componentă variabilă — ondulațiile. În plus, această tensiune scade mult cu creșterea curentului de sarcină (caracteristică externă căzătoare) și este dependentă de temperatură.

Stabilizatorul de tensiune *este un circuit care, ideal, asigură la ieșire o tensiune independentă de tensiunea de intrare, de curentul de sarcină și de temperatură.*

În realitate, stabilizatorul nu anulează, dar micșorează considerabil această dependență.

Interpus între redresor și sarcină, stabilizatorul transformă sursa de tensiune nestabilizată într-o *sursă de tensiune stabilizată.*

● **Tipuri de stabilizatoare.** Una dintre clasificările stabilizatoarelor de tensiune (singurele la care ne vom referi) care are în vedere **principiul de funcționare,** este următoarea:

— *stabilizatoare parametrice;*
— *stabilizatoare electronice cu reacție;*
— *stabilizatoare în regim de comutație.*

Stabilizatorul parametric are structura cea mai simplă și își bazează funcționarea pe neliniaritatea caracteristicii curent-tensiune a dispozitivului electronic folosit, (în general — o diodă stabilizatoare).

Stabilizatoarele cu reacție realizează funcția de stabilizare printr-o reacție negativă, dispozitivele electronice folosite lucrînd liniar; aceste stabilizatoare sînt deci, cel puțin într-o primă aproximație, circuite electronice liniare.

Stabilizatoarele în regim de comutație sînt de fapt tot stabilizatoare electronice cu reacție, în care însă elementul regulator al tensiunii de ieșire nu lucrează liniar, ci în regim de comutație. Crește astfel mult randamentul stabilizatorului.

Stabilizatoarele de tensiune mai pot fi clasificate în: *stabilizatoare serie* și *stabilizatoare derivație,* **după cum elementul regulator al tensiunii stabilizate se află în serie sau în derivație cu ieșirea stabilizatorului.**

● **Principalii parametri ai stabilizatoarelor.** Admitem reprezentarea generală a stabilizatorului din figura 15.19, pentru care se poate scrie, dependența:

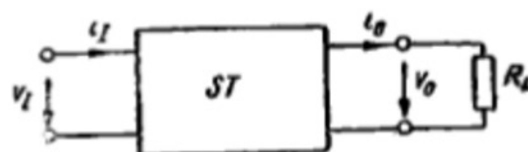


Fig. 15.19

$$v_O = v_O(v_I, i_O, T). \qquad (15.37)$$

Dacă diferențiem şi trecem la variații finite (presupunînd deci variații mici), obținem:

$$\Delta v_O = (1/S)\Delta v_I - R_0\Delta i_O + S_T\Delta T, \qquad (15.38)$$

$$v_o = (1/S)v_i - R_o i_o + S_T\Delta T \qquad (15.38,a)$$

unde am notat cu S *coeficientul de stabilizare*, cu R_0 *rezistența de ieșire (internă)* și cu S_T *coeficientul de temperatură*, definiți de relațiile:

$$\frac{1}{S} = \left.\frac{\Delta v_O}{\Delta v_I}\right|_{i_O,\,T=ct} = \left.\frac{v_o}{v_i}\right|_{i_o,\,\Delta T=0};$$

$$R_o = -\left.\frac{\Delta v_O}{\Delta i_O}\right|_{v_I,\,T=ct} = -\left.\frac{v_o}{i_o}\right|_{v_i,\,\Delta T=0}; \qquad (15.39)$$

$$S_T = \left.\frac{\Delta v_O}{\Delta T_O}\right|_{v_I,\,i_O=ct} = \left.\frac{v_o}{\Delta T}\right|_{v_i,\,i_o=0}.$$

Aceștia sînt parametrii de bază care exprimă performanțele unui stabilizator. Dacă în relația (15.38) considerăm temperatura și sarcina constantă, atunci putem defini un parametru auxiliar numit tot coeficient de stabilizare:

$$K = \left.\frac{\Delta v_I}{\Delta v_O}\right|_{R_L=ct} = \left.\frac{v_i}{v_o}\right|_{\Delta R_L=0} = S\left(1 + \frac{R_o}{R_L}\right). \qquad (15.40)$$

La un stabilizator performant, R_0 are valori foarte mici și $K \cong S$.

Un alt parametru auxiliar numit coeficient de temperatură ca și S_T se definește prin:

$$C_T = \frac{S_T}{V_O} \qquad (15.41)$$

și exprimă variația procentuală pe grad de temperatură a tensiunii stabilizate.

○ **Observație.** Relația (15.38) se poate folosi pentru a determina pe Δv_O la variații Δv_I, Δi_O, ΔT date, numai dacă aceste variații sînt mici. Atunci cînd ele sînt mari, trebuie să se facă o analiză de semnal mare pe circuitul analizat. Aceasta pentru că relația (15.38) este valabilă numai la semnal mic, coeficienții S, R_o, S_T depinzînd de amplitudinea variației, la semnal mare.

15.3.2. Stabilizator parametric cu diodă stabilizatoare

● În figura 15.20 se arată **schema unui stabilizator parametric cu diodă stabilizatoare,** în R înglobîndu-se și rezistența de ieșire (internă) a redresorului. Funcționarea schemei se bazează pe caracteristica neliniară a diodei stabilizatoare (fig. 15.21, *a*), care admite variații relativ mari de curent la variații mici ale tensiunii pe diodă. Tensiunea la ieșirea stabilizatorului este chiar tensiunea pe diodă $v_O = v_Z$ și ca urmare este de dorit (pentru ca $v_O = ct$) să alimentăm dioda la un curent constant în plaja de stabilizare ($I_{Zm} \div I_{ZM}$, unde I_{Zm} este determinat de ieși-

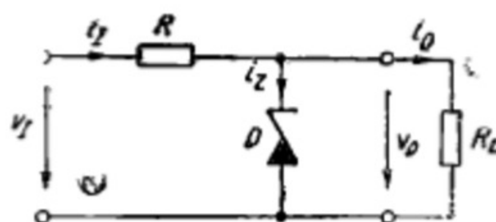


Fig. 15.20

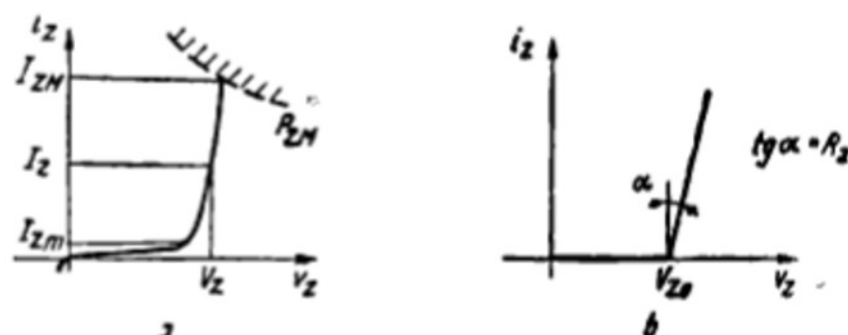


Fig. 15.21

rea din regiunea de stabilizare, iar I_{ZM} este determinat din considerente de putere: $I_{ZM} = P_{ZM}/V_Z$). Caracteristica neliniară a diodei stabilizatoare se poate liniariza pe porțiuni ca în figura 15.21, *b*. În plaja de stabilizare se poate scrie deci aproximarea liniară:

$$v_Z = V_{Z0} + R_z i_Z, \quad I_{Zm} < i_Z < I_{ZM}. \tag{15.42}$$

Rezistența dinamică R_z a diodei stabilizatoare are un minim în jurul lui $V_Z = 6V$. Cu cît R_z este mai mică, cu atît variația Δv_Z în jurul lui V_Z este mai mică la o plajă Δi_Z dată. Valorile nominale accesibile pentru V_Z sînt de la cîțiva volți la zeci de volți, pentru I_Z de la miliamperi la zeci de miliamperi, iar pentru R_z — de la ohmi la zeci de ohmi. Sub 6V efectul de străpungere este efect Zener, iar peste 6V efectul este de multiplicare în avalanșă. Astfel se explică și coeficientul de temperatură negativ $C_{TZ} = -0{,}1\%/°C$ pentru $V_Z < 6V$ și pozitiv $C_{TZ} = +0{,}1\%/°C$ pentru $V_Z > 6V$, la diodele cu $V_Z \cong 6V$ acest coeficient avînd valori apropiate de zero.

○ **Notă.** Dacă este nevoie de tensiuni mari de stabilizare *se pot lega în serie mai multe diode stabilizatoare*. Acest lucru se practică și la tensiuni relativ mici, inseriind diode cu $V_Z \cong 6V$ pentru a obține rezistență dinamică și coeficient de temperatură scăzut. Pentru variații mici în jurul lui V_Z putem conecta în serie una sau mai multe diode alimentate direct, soluție adoptată și la obținerea tensiunilor de stabilizare mici, sub 1—2V.

Un coeficient de temperatură scăzut se obține în montajul cu compensare termică din figura 15.22. Compensarea are loc între coeficientul de temperatură pozitiv al diodei D_1 (se presupune $V_Z > 6V$) și coeficientii negativi ai diodelor D_2, D_3, la un anumit curent reglabil prin R_1. Se fabrică în aceeași capsulă astfel de diode compensate termic sub denumirea de *diode de referință*.

● **Parametrii stabilizatorului.** Pe schema din figura 15.20 putem scrie relațiile:

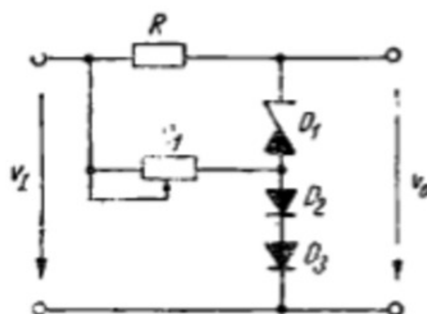


Fig. 15.22

$$i_I = i_Z + i_O; \tag{15.43}$$

$$v_I = Ri_I + v_O. \tag{15.44}$$

Dacă între aceste relații și relația (15.42) eliminăm pe i_I și i_Z (cu $v_Z = v_O$), obținem:

$$v_O = \frac{R_z}{R + R_z} v_I - \frac{RR_z}{R + R_z} i_O + \frac{R}{R + R_z} V_{Z0}. \tag{15.45}$$

Conform relațiilor de definiție (15.39) obținem *coeficientul de stabilizare* și *rezistența internă* a stabilizatorului:

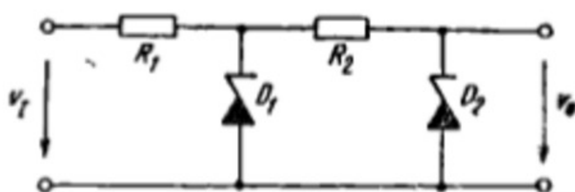


Fig. 15.23

$$S = \frac{R + R_z}{R_z} \cong \frac{R}{R_z};\quad R_o = \frac{RR_z}{R + R_z} \cong$$
$$\cong R_z. \qquad (15.46)$$

Pentru un S mare este necesar R mare, dar aceasta duce la pierdere de tensiune și, pe de altă parte, o valoare mare pentru R poate scoate dioda din plaja de stabilizare $I_{Zm} < i_Z < I_{ZM}$. Din relațiile (15.43), (15.44) rezultă relația de dimensionare a rezistenței R:

$$R = \frac{v_I - v_O}{i_Z + i_O} \cong \frac{v_I - V_Z}{i_Z + i_O}. \qquad (15.47)$$

Din figura 15.20 rezultă că la $I_{Z\,min}$ corespunde $V_{I\,min}$, $I_{O\,max}$ și R_{max} și, invers, la $I_{Z\,max}$ corespunde $V_{I\,max}$, $I_{O\,min}$, R_{min}:

$$R_{max} = \frac{V_{I\,min} - V_Z}{I_{Z\,min} + I_{O\,max}},\quad R_{min} = \frac{V_{I\,max} - V_Z}{I_{Z\,max} + I_{O\,min}}. \qquad (15.48)$$

(cu indicii „min" și „max" s-au notat valorile extreme pe care le ating curenții și tensiunile în circuit).

Relațiile (15.48) determină plaja R_{min}, R_{max} corespunzătoare plajelor $V_{I\,min}$, $V_{I\,max}$ și $I_{0\,min}$, $I_{0\,max}$, astfel ca dioda să aibă excursia maximă $I_{Z\,min} = I_{Zm}$, $I_{Z\,max} = I_{ZM}$. Dacă rezultă $R_{min} < R_{max}$ se alege $R = R_{max}$, pentru a obține un S mare. În caz că rezultă $R_{min} > R_{max}$, trebuie aleasă o diodă cu I_{Zm} mai mic sau I_{ZM} mai mare. Relațiile (15.48) determină, la un R dat plaja $I_{Z\,min}$, $I_{Z\,max}$ (care trebuie să se încadreze în I_{Zm}, I_{ZM}) la o anumită plajă a lui v_I și i_O etc.

În ceea ce privește *coeficientul de temperatură*, deoarece $v_O = v_Z$, rezultă că $S_T = S_Z = \Delta v_Z/\Delta T = V_Z C_{TZ}$ similar cu relația (15.41), unde C_{TZ} este coeficientul de temperatură al diodei stabilizatoare exprimat în procente pe °C.

○ **Notă.** Pentru mărirea coeficientului de stabilizare, se pot monta *două sau mai multe etaje în cascadă*, ca în figura 15.23. Se obține astfel $S \cong R_1R_2/R_{z1}R_{z2}$, $R_o \cong R_{z2}$.

15.3.3. Stabilizatoare cu reacție fără amplificator de eroare

● **Principiul de funcționare.** În stabilizatoarele electronice cu reacție, efectul de stabilizare a tensiunii de ieșire este realizat printr-o reacție negativă (fig. 15.24). Tensiunea de ieșire este eșantionată cu *circuitul de eșantionare E* și este comparată în *circuitul de comparare C* cu o tensiune dată de *sursa de referință R*. *Semnalul de eroare* produs de *C* este *amplificat* în *A* și aplicat *elementului de control EC*. Astfel, în stabilizatoarele de tip serie (fig. 15.24, *a*) creșterea tensiunii de ieșire (datorită creșterii tensiunii de intrare sau scăderii curentului de sarcină) produce o scădere a curentului în elementul de control, de obicei un tranzistor, deci o creștere a tensiunii pe acesta, care reduce din creșterea inițială a tensiunii de ieșire. La stabili-

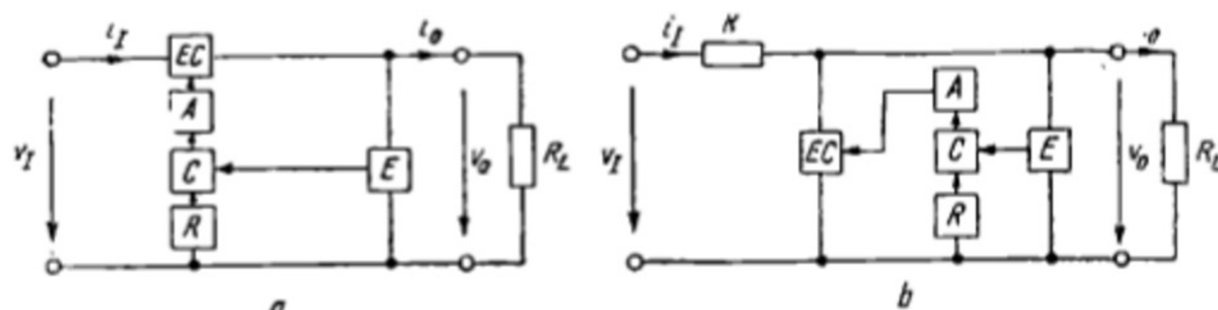


Fig. 15.24

zatoarele de tip derivaţie (fig. 15.24, *b*) semnalul de eroare produce creşterea curentului elementului de control, deci tensiunea creşte pe rezistenţa serie R şi se reduce creşterea iniţială a tensiunii de ieşire. Elementul de control serie suportă întreg curentul de sarcină, iar cel derivaţie — întreaga tensiune de la ieşire. Datorită pierderii de tensiune pe rezistenţa serie R, stabilizatoarele derivaţie au eficienţă mai mică decît cele serie. Acestea din urmă însă necesită circuite de protecţie la suprasarcină şi scurtcircuit a elementului de control.

În continuare ne vom referi la cazurile simple de stabilizatoare cu reacţie de tip serie şi derivaţie fără amplificator de eroare.

● **Stabilizatoare serie. Schema** cea mai simplă a unui stabilizator serie este dată în figura 15.25. Întreaga tensiune de ieşire v_O se compară cu tensiunea de referinţă v_Z dată de o diodă stabilizatoare D, direct pe baza tranzistorului de control (regulator) T, tensiunea la intrarea acestuia fiind

$$v_{BE} = v_Z - v_O. \tag{15.49}$$

Variaţia tensiunii v_{BE} este în antifază cu variaţia tensiunii de ieşire, astfel că atunci cînd aceasta din urmă creşte, va creşte tensiunea pe tranzistorul regulator, care va prelua variaţia tensiunii de ieşire. Din relaţia (15.49) rezultă că tensiunea stabilizată $v_o \cong V_Z$, tensiunea diodei de referinţă. Montajul se mai numeşte *stabilizator repetor pe emitor*, întrucît tranzistorul T lucrează în conexiunea CC pe sarcina R_L. De aceea, tensiunea aproximativ constantă V_Z aplicată între bază şi colector se regăseşte pe sarcină între emitor şi colector.

Deducerea parametrilor dinamici. Pe lîngă relaţia (15.42) corespunzătoare diodei de referinţă, putem scrie relaţiile:

$$i = i_Z + i_B; \tag{15.50}$$

$$v_I = R\ i + v_Z; \tag{15.51}$$

$$i_O = (\beta_F + 1)i_B. \tag{15.52}$$

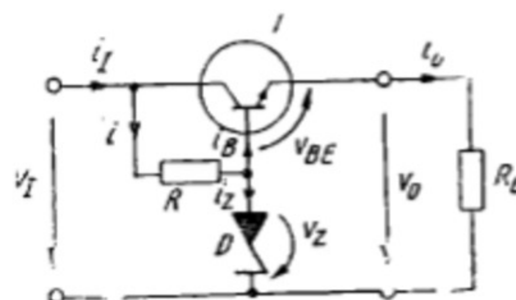


Fig. 15.25

Eliminînd între aceste relaţii pe i, i_Z şi i_B şi avînd în vedere că $v_Z \cong v_O$, obţinem relaţia $v_O = v_O(v_I, i_O)$ din care se pot deduce parametrii dinamici S şi R_0 folosind relaţiile de definiţie (15.39), după cum am procedat la stabilizatorul parametric.

O altă metodă de a deduce parametrii dinamici este de a trata liniar schema stabilizatorului în c.a. la semnal mic. În

cazul de față nu mai este necesar să facem calculele, întrucît direct din figura 15.25 reiese:

$$S = \frac{\Delta v_I}{\Delta v_O}\bigg|_{\Delta i_O = 0} = \frac{v_i}{v_o}\bigg|_{i_o = 0} = \frac{R + R_s}{R_s} \cong \frac{R}{R_s}, \qquad (15.53)$$

iar rezistența de ieșire a unui repetor pe emitor este:

$$R_o = \frac{R_s || R + h_{ie}}{h_{fe} + 1} \cong \frac{R_s + h_{ie}}{h_{fe} + 1} \cong \frac{h_{ie}}{h_{fe} + 1} \cong h_{ib} \cong \frac{V_T}{I_O}, \quad V_T = \frac{kT}{q} \qquad (15.54)$$

deci dependentă de curentul continuu prin sarcină.

○ **Notă.** La deducerea relațiilor (15.53) (15.54) s-a neglijat rezistența de ieșire a redresorului.

Coeficientul de temperatură rezultă din relația (15.49):

$$S_T = S_Z - S_{tr}, \qquad (15.55)$$

unde S_Z și S_{tr} sînt coeficienții de temperatură ai diodei, respectiv tranzistorului, exprimați în $V/°C$. Cum $S_{tr} < 0$, rezultă că se poate realiza o compensare termică parțială numai cînd dioda de referință este cu efect Zener: $S_Z < 0$.

În **proiectarea de curent continuu** atenția principală se îndreaptă spre rezistența R, ca și la stabilizatorul parametric. Astfel, din relațiile (15.50), (15.51), (15.52) rezultă relația de dimensionare a lui R:

$$R = \frac{v_I - v_Z}{i_Z + i_O/(\beta_F + 1)}. \qquad (15.56)$$

Admițînd plaje de variație pentru v_I, i_O, i_Z, β_F, rezultă plaja pentru R în mod asemănător cu relațiile (15.48):

$$R_{max} = \frac{V_{I\,min} - V_Z}{I_{Z\,min} + I_{O\,max}/(\beta_{F\,min} + 1)}; \quad R_{min} = \frac{V_{I\,max} - V_Z}{I_{Z\,max} + I_{O\,min}/(\beta_{F\,max} + 1)}. \qquad (15.57)$$

Aceste relații pot fi folosite atît în proiectare (găsirea plajelor R, i_Z sau β_F pentru plaje v_I, i_O date), cît și în analiză (procedeul invers).

Limitările tranzistorului T, care de obicei este un tranzistor de putere, sînt următoarele:

$$V_{CE\,max} \cong V_{I\,max} - V_Z \leqslant V_{CEM} \text{ dat în catalog};$$

$$I_{C\,max} \cong I_{O\,max} \leqslant I_{CM};$$

$$P_{C\,max} = (V_{I\,max} - V_Z)I_{O\,max} \leqslant P_{CM}.$$

○ **Trebuie observat că** dioda de referință lucrează în condiții mai ușoare decît în cazul stabilizatorului parametric, preluînd numai variațiile curentului de bază al tranzistorului T, variațiile curentului de sarcină fiind preluate de curentul de colector al lui T.

Pentru a crește factorul de stabilizare, putem mări rezistența R prin micșorarea lui $i_B = i_O/(\beta_F + 1)$ în relația (15.56). Acest lucru se poate rea-

liza *cu un montaj Darlington*, ca în figura 15.26. În acest fel $i_{B2} \cong i_O/\beta_{F1}\beta_{F2}$. Rezistența R_1 are rolul de a permite trecerea curentului rezidual I_{CEO} al tranzistorului T_1, astfel încît curentul i_E al lui T_1 să poată fi redus pînă la valoarea zero. Aceasta este necesar cînd se lucrează la temperaturi mari cu tranzistoare cu germaniu și dorim să variem curentul în sarcină pînă la zero.

Micșorarea curentului i_B se poate realiza și *cu tranzistorul compus din figura 15.27*, care folosește două tranzistoare complementare. De remarcat faptul că montajul din figura 15.26 are coeficientul de temperatură $S_\tau = S_Z - 2S_{tr}$, pe cînd pentru montajul din figura 15.27 $S_\tau = S_Z - S_{tr}$.

Relațiile deduse se extind ușor cînd folosim un tranzistor compus: în regim static relația (15.52) se înlocuiește cu relația $i_O = \beta_{F1}\,\beta_{F2}\,i_B$, iar în regim dinamic se folosesc parametrii h ai tranzistorului compus.

● **Stabilizatoare derivate.** În figura 15.28 se reprezintă **schema** unui stabilizator derivație cu reacție, fără amplificator de eroare (în rezistența serie R este înglobată și rezistența de ieșire a redresorului). Întreaga tensiune de ieșire v_O se compară cu tensiunea de referință v_Z direct pe baza tranzistorului regulator, tensiunea la intrarea acestuia fiind:

$$v_{BE} = v_O - v_Z. \tag{15.58}$$

Tensiunea v_{BE} este în fază cu tensiunea de ieșire, astfel că — atunci cînd aceasta din urmă crește — va crește curentul prin tranzistorul regulator și deci tensiunea pe rezistența R crește, preluînd variația tensiunii de ieșire. Din relația (15.58) rezultă că tensiunea stabilizată $v_O \cong V_Z$, tensiunea diodei de referință.

Putem scrie următoarele relații:

$$v_I = Ri_I + v_O; \tag{15.59}$$

$$i_I = i_C + i_Z + i_O. \tag{15.60}$$

$$v_Z = V_{Z0} + R_z i_Z; \tag{15.61}$$

$$i_C = \beta_F i_B; \tag{15.62}$$

$$i_Z = i_B + V_{BE}/R_1. \tag{15.63}$$

Eliminînd între aceste relații și relația (15.58) pe i_I, i_C, i_Z, i_B și avînd în vedere că $v_Z \cong v_O$ (V_{BE} s-a considerat un parametru, pentru a ne limita la relații liniare), obținem relația $v_O = v_O(v_I, i_O)$.

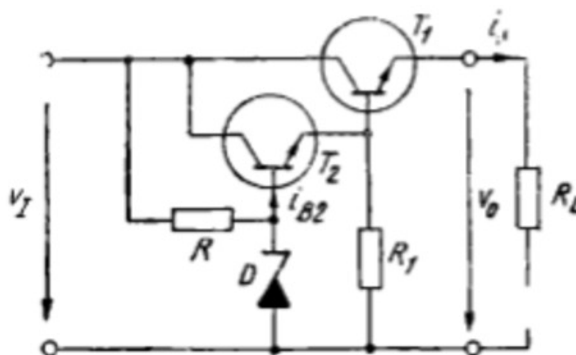


Fig. 15.26

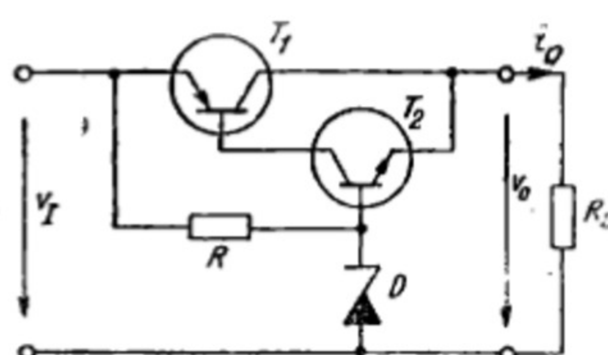


Fig. 15.27

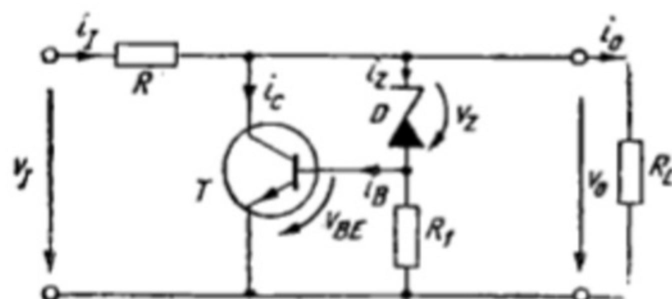


Fig. 15.28

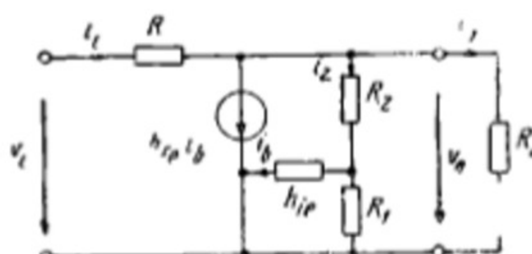


Fig. 15.29

Parametrii dinamici îi vom deduce ca la stabilizatorul serie, din schema echivalentă liniară de semnal mic (fig. 15.29). Dacă $R_1, h_{ie} \gg R_z$, $(h_{fe} + 1)R_1 \gg h_{ie}$, se obţine:

$$S \cong \frac{h_{fe}+1}{h_{ie}} R = \frac{R}{h_{ib}}\ ; \quad R_o \cong h_{ib}. \tag{15.64}$$

Coeficientul de temperatură rezultă din relaţia (15.58): $S_T = S_Z + S_{tr}$. Vom obţine o compensare termică parţială dacă dioda de referinţă este cu avalanşă ($S_Z > 0$).

Proiectarea de curent continuu. În ceea ce priveşte rezistenţa serie R, din relaţiile (15.59) şi (15.60) în care neglijăm pe i_Z rezultă:

$$R = \frac{v_I - v_Z}{i_C + i_O}. \tag{15.65}$$

Admiţînd plaje de variaţie pentru v_I, i_O, i_C, rezultă plaja de variaţie pentru R în mod asemănător cu relaţiile (15.48):

$$R_{max} = \frac{V_{I\,min} - V_Z}{I_{C\,min} + I_{O\,max}}\ ; \quad R_{min} = \frac{V_{I\,max} - V_Z}{I_{C\,max} + I_{O\,min}}, \tag{15.66}$$

unde $I_{C\,min} = \beta_F I_{Z\,min}$ dacă $R_1 = \infty$ şi $I_{C\,min} = 0$ cînd $R_1 \neq \infty$. $I_{C\,max}$ este limitat de tranzistor din considerente de putere.

R_1 se dimensionează astfel ca să permită trecerea lui $I_{Z\,min}$ atunci cînd tranzistorul este blocat: $R_1 = V_\gamma / I_{Z\,min}$. Folosirea relaţiilor (15.66) în proiectare şi analiză este similară cu cazul stabilizatorului serie.

Limitările tranzistorului sînt următoarele:

$$V_{CE\,max} \cong V_Z \leqslant V_{CEM},\ \text{dat în catalog};$$

$$I_{C\,max} = (V_{I\,max} - V_Z)I_{O\,max}/(V_{I\,min} - V_Z) - I_{O\,min} \leqslant I_{CM};$$

$$P_{C\,max} = V_{CE\,max} I_{C\,max} \leqslant P_{CM}.$$

Pentru obţinerea unei tensiuni la ieşire mai mare decît tensiunea V_Z, se poate folosi schema din figura 15.30 la care:

$$v_O = (v_{BE} + V_Z)(R_1 + R_2)/R_1.$$

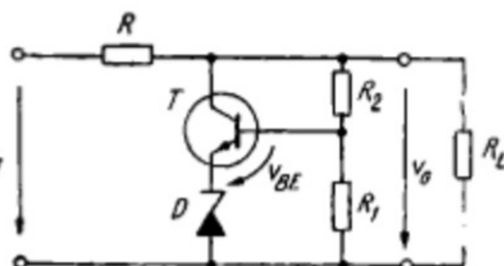


Fig. 15.30

15.4.1. Îmbunătățirea performanțelor stabilizatorului prin reacție negativă

În paragraful precedent ne-am referit la stabilizatoarele cu reacție fără amplificator de eroare. Semnalul de eroare era aplicat direct elementului de control, funcția de stabilizare realizîndu-se prin efectul reacției negative. Eficacitatea buclei de reacție poate fi considerabil mărită dacă amplificăm semnalul de eroare înainte de a-l aplica elementului de control. În cele ce urmează vom vedea că putem îmbunătăți mult parametrii S și R_0 ai stabilizatorului prin creșterea amplificării pe bucla de reacție. Ne vom referi *la stabilizatoarele serie*, a căror schemă generală a fost dată în figura 15.24, *a*, și vom privi stabilizatorul ca un amplificator cu reacție.

● În figura 15.31 a fost redesenată **schema generală** din figura 15.24, *a*, punînd în evidență amplificatorul de eroare A_V și reacția negativă serie de tensiune aplicată la intrarea acestuia prin divizorul rezistiv R_1, R_2. Semnalul de intrare în amplificator este tensiunea de referință v_R, iar tranzistorul de control, lucrînd ca repetor pe emitor, poate fi considerat etaj final al amplificatorului A_V. Amplificatorul, tranzistorul de control și sursa de referință sînt alimentate de la tensiunea redresată v_I, tensiunea stabilizată v_O culegîndu-se pe rezistența de sarcină R_L. Dacă amplificatorul A_V este ideal de tensiune, cu A_V mare, și neglijînd pierderea de tensiune pe tensiune pe repetorul T, atunci ***amplificarea cu reacție*** este :

$$A_{Vf} \equiv \frac{v_O}{v_R} = \frac{A_V}{1 + \beta A_V} \cong \frac{1}{\beta} = 1 + \frac{R_1}{R_2}, \tag{15.67}$$

cu factorul de reacție :

$$\beta = \frac{R_2}{R_1 + R_2}. \tag{15.68}$$

Funcția amplificatorului A_V este ușor îndeplinită de un amplificator operațional la care aplicăm tensiunea de referință pe intrarea neinversoare și tensiunea de reacție pe intrarea inversoare. Relația (15.67) arată că, în condițiile simplificatoare de mai sus, tensiunea v_O depinde numai de tensiunea v_R și este independentă de tensiunea redresată v_I. În plus, rezultă că putem varia tensiunea stabilizată v_O prin schimbarea factorului de reacție β.

Vom vedea că *această situație este* însă *ideală* și că în realitate intervin o serie de factori care ne îndepărtează de cazul ideal. Printre aceștia, cei mai importanți sînt următorii : amplificatorul este de fapt un amplificator real, iar tensiunea de referință nu este perfect constantă.

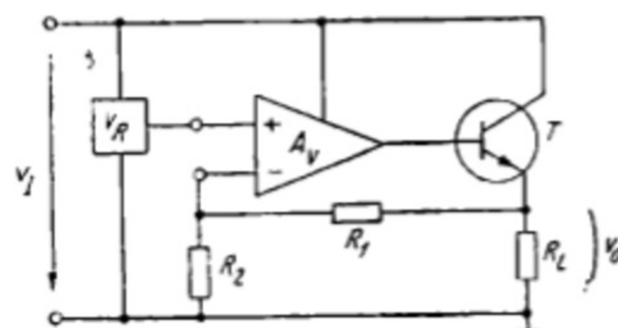


Fig. 15.31

Vom deduce întîi **parametrii dinamici** S și R_0 ai stabilizatorului din figura 15.31. Pentru aceasta înlocuim tranzistorul cu schema sa echivalentă cu parametrii h_e, obținînd schema din figura 15.32 (s-a considerat $h_{re} = 0$ și s-a înlocuit tensiunea de referință cu o diodă

Zener). Mărimile v_i, v_O sînt componentele variabile ale mărimilor v_I și $v_O(v_I = V_I + v_i,\ v_O = V_O + v_o)$.

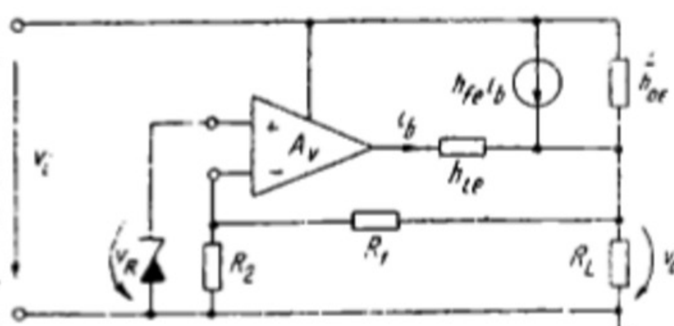


Fig. 15.32

Pentru a deduce raportul $S = v_i/v_o$ vom considera pe v_i ca o perturbație, un semnal parazit aplicat undeva în amplificatorul cu reacție. Efectul lui v_i la ieșire în prezența reacției este chiar componenta variabilă v_o, care se obține împărțind efectul la ieșire al perturbației v_i în absența reacției la $1 + \beta A_V$:

$$v_o = v_i \frac{R_L}{R_L + 1/h_{oe}} \Big/ (1 + \beta A_V), \tag{15.69}$$

de unde:

$$S = \frac{v_i}{v_o} = \frac{1 + R_L h_{oe}}{R_L h_{oe}} (1 + \beta A_V) \cong \frac{A_V}{R_L h_{oe}} \cdot \frac{R_2}{R_1 + R_2}. \tag{15.70}$$

Rezistența de ieșire R_o se obține împărțind mărimea corespunzătoare fără reacție (impedanța de ieșire a repetorului T) la $1 + \beta A_V$:

$$R_0 = \frac{h_{ie} + R_{A0}}{1 + h_{fe}} \Big/ (1 + \beta A_V) \cong \frac{h_{ie} + R_{A0}}{A_V h_{fe}} \cdot \frac{R_1 + R_2}{R_2}, \tag{15.71}$$

unde s-a notat cu R_{A0} impedanța de ieșire din amplificatorul de eroare. Din relațiile (15.70) și (15.71) rezultă că pentru a obține S mare și R_o mic este necesar ca A_V să fie de valoare mare, R_{A0} mic, rezistențele R_1 și R_2 trebuie să fie mici, iar tranzistorul de control să aibă h_{ie} și h_{oe} mici și h_{fe} mare.

Expresiile lui S și R_o pot fi obținute și prin metodele expuse în paragrafele 15.3.2. și 15.3.3.

● În figura 15.33 **s-a înlocuit amplificatorul de eroare** din schema de principiu din figura 15.31 **cu un tranzistor** la care se aplică tensiunea de referință în emitor (intrare neinversoare) și tensiunea de ieșire eșantionată (tensiune de reacție) — pe bază (intrare inversoare). Tranzistorul T' îndeplinește atît rolul circuitului de comparare (fig. 15.24, *a*), cît și pe al amplificatorului de eroare. Tensiunea la intrarea amplificatorului este dată de relația $v'_{BE} = \beta v_O - v_Z$ de unde rezultă tensiunea stabilizată:

$$v_O = (v_Z + v'_{BE})(R_1 + R_2)/R_2. \tag{15.72}$$

Această relație putea fi obținută și din relația (15.67) exactă, cu $v_R = v_Z$, $A_V = -v_O/v'_{BE}$ (se observă în schema din figura 15.31 că tensiunea de intrare în amplificatorul de eroare

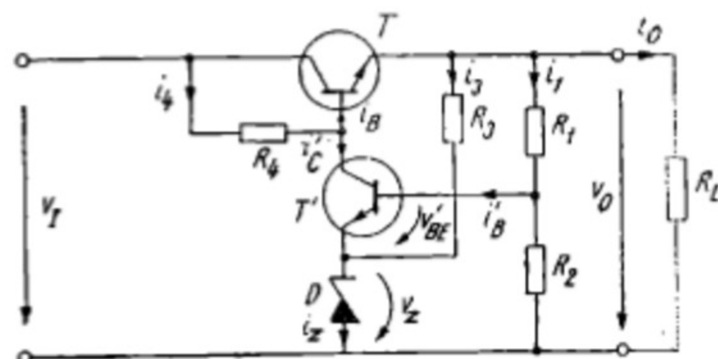


Fig. 15.33

este $v_R - \beta v_O$, pe cînd în schema din figura **15.33** tensiunea de intrare este $v_{BE} = \beta v_O - v_Z$).

Funcționarea schemei din figura 15.33 rezultă imediat : *semnalul de eroare* v'_{be}, în fază cu v_O, este amplificat pe T' și aplicat în antifază pe baza repetorului T, închizîndu-se astfel bucla de reacție negativă. Cu alte cuvinte, componentele alternative ale lui i_C și i_B sînt în antifază. Se observă că tensiunea de ieșire v_O se aplică într-o diagonală a punții R_1, R_2, R_3, D, din cealaltă diagonală culegîndu-se tensiunea de intrare v'_{BE} a amplificatorului de eroare. Această punte este dimensionată în c.c. astfel ca să satisfacă relația (15.72) scrisă pentru componentele de c.c. Semnalul de eroare v'_{be} este tensiunea de dezechilibru al acestui punți, care se obține pe baza lui T' cînd v_O variază de la V_O la $V_O + v_o$.

Rezistența R_3 asigură curentul de polarizare a diodei de referință D și trebuie dimensionată astfel ca $i_3 \gg i'_C$, deci curentul variabil i'_C prin T' să nu afecteze tensiunea de referință V_Z (în același scop, R_3 s-a conectat la tensiunea stabilizată, în emitorul lui T). În același timp R_3 trebuie să satisfacă relațiile :

$$R_{3\,max} = (V_{O\,max} - V_Z)/I_{Z\,min}\,;\;\; R_{3\,min} = (V_{O\,min} - V_Z)/I_{Z\,max}. \qquad (15.73)$$

În paragraful următor vom vedea scheme care înlocuiesc rezistența R_3 cu un generator de curent constant.

Rezistența R_4 asigură curentul de polarizare a colectorului lui T' și a bazei lui T. Este, după cum se vede, conectată la tensiunea nestabilizată. Nu poate fi conectată în emitorul lui T la tensiunea stabilizată, astfel neputîndu-se polariza corect joncțiunea bază-emitor a tranzistorului de control. Fiind conectată la tensiunea nestabilizată, R_4 transmite la ieșire variațiile v_i ale tensiunii v_I (prin joncțiunea de intrare a lui T). Astfel scade valoarea parametrului S. În plus, rezistența R_4 (de valoare finită) nu permite transmiterea în totalitate a semnalului de eroare amplificat din colectorul lui T' în baza lui T, scăzînd eficiența buclei de reacție (efectului de stabilizare) și contribuind la mărirea parametrului R_o.

Înlocuirea rezistenței R_4 cu o sursă de curent constant va ameliora această situație după cum vom vedea în paragraful următor.

Rezultă că, din considerente dinamice, R_4 trebuie să aibă o valoare cît mai mare. Pe de altă parte R_4 este limitată superior din considerente statice, asemănătoare cu cele întîlnite în paragrafele precedente :

$$R_{4\,max} = (V_{I\,min} - V_{BE} - V_0)/I'_{C\,min} + I_{B\,max}). \qquad (15.74)$$

Rezistențele R_1 *și* R_2 ale circuitului de eșantionare trebuie să fie alese astfel încît $i_1 \gg i'_B$, deci tensiunea eșantionată βv_O să nu fie afectată de curentul de bază al tranzistorului T'. Din punct de vedere dinamic trebuie ca T' să fie atacat pe bază de un generator de tensiune adică să fie îndeplinită condiția :

$$R_1 \| R_2 \ll h'_{ie} + (1 + h'_{fe})R_z. \qquad (15.75)$$

În același timp, R_1 și R_2 sînt limitate inferior, prin ele trecînd un curent $i_1 \ll i_O$. În sfîrșit, R_1 și R_2 trebuie să satisfacă relația (15.72).

Amplificarea A_V *fără reacție* pentru circuitul din figura **15.33** este dată de relația :

$$A_V = (R_4 \| R_i)/R_z, \qquad (15.76)$$

în antifază. În primul caz, între T' și T nu mai trebuie modificată faza semnalului de eroare, pe cînd în al doilea caz trebuie introdus un etaj amplificator pentru a schimba faza semnalului de eroare.

În ce privește **coeficientul de temperatură**, din relațiile (15.72) și (15.78) rezultă că pentru a realiza o compensare termică parțială este necesară o diodă de referință cu multiplicare în avalanșă, iar în cazul relației (15.79) — o diodă de referință cu efect Zener.

Tranzistorul T' și dioda D se pot realiza tehnologic pe același chip de siliciu, cu o compensare termică aproape perfectă. Astfel de dispozitive se numesc *amplificatoare de referință*. Coeficientul de temperatură al stabilizatorului este determinat în primul rînd de circuitul tensiunii de referință și de circuitul de comparare și în mai mică măsură de celelalte elemente.

Un coeficient de temperatură foarte redus se obține folosind un *circuit de comparare cu amplificator diferențial* (fig. 15.35). Montajul fiind simetric, efectele de temperatură ale celor două tranzistoare se anulează dacă ele sînt identice și au aceeași temperatură. În acest scop ele se realizează pe același chip. Impedanțele pe cele două intrări fiind mari datorită reacției serie pe R_6, rezultă o funcționare stabilă a diodei D și valori rezonabile (nu prea mici) pentru divizorul R_1, R_2. Pentru montajul din figura 15.35, *a* tensiunea stabilizată este:

$$v_o = v_Z(R_1 + R_2)/R_2, \tag{15.80}$$

iar pentru cel din figura 15.35, *b*, care se pretează la tensiuni stabilizate mari:

$$v_o = v_Z(R_1 + R_2)/R_1. \tag{15.81}$$

Din ultimele două relații rezultă faptul că folosind un amplificator diferențial, coeficientul de temperatură al stabilizatorului depinde numai de sursa de referință. Ieșirea către tranzistorul de control se face din colectorul lui T' în cazul din figura 15.35, *a* și din colectorul lui T'' în cazul din figura 15.35, *b*, pentru a respecta condiția de fază pe bucla de reacție negativă.

○ **Observație.** *În majoritatea cazurilor, tranzistorul T'* pe care se face compararea tensiunii de reacție cu cea de referință (fig. 15.33) *îndeplinește și rolul de amplificator de eroare*. În alte czuri, cînd dorim să mărim amplificarea A_V în scopul de a micșora pe R_0 sau de a mări pe S, între tranzistoarele T' și T se intercalează unul sau mai multe etaje de amplificare. Trebuie avut în vedere ca faza suplimentară introdusă de aceste etaje să asigure reacția negativă pe bucla de reacție.

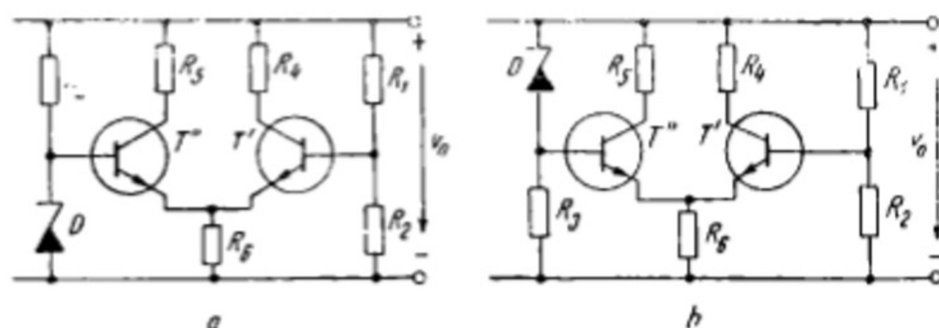


Fig. 15.35

unde rezistența de intrare a tranzistorului regulator este:

$$R_i = h_{ie} + (1 + h_{fe})R_L. \tag{15.77}$$

În relația (15.76) s-a presupus că reacția serie de curent introdusă de rezistența dinamică R_z este puternică și că amplificatorul de eroare este atacat în tensiune. Pentru satisfacerea condiției (15.75), R_z trebuie să fie mare, dar aceasta conduce la A_V mic.

15.4.2. Stabilizatoare serie cu amplificator de eroare perfecționate

● **Circuitul de comparare. Îmbunătățirea factorului de temperatură.** În figura 15.34 se arată **alte variante de comparare a tensiunii eșantionate** βv_o **cu tensiunea de referință** v_Z:

În cazul din figura 15.34, a tensiunea de intrare în T' este dată de relația $v'_{BE} = \beta v_o - v_Z$ și ca urmare tensiunea stabilizată are expresia (15.72). Rezistența R_3 trebuie să asigure curentul I_{Zm}.

În schema din figura 15.34, b tensiunea pe baza lui T' este $v'_{BE} = (1 - \beta)v_o - v_Z$, de unde rezultă tensiunea stabilizată:

$$v_o = (v_Z + v'_{BE})(R_1 + R_2)/R_1. \tag{15.78}$$

În schema din figura 15.34, c tensiunea pe baza lui T' este $v'_{BE} = v_Z - (1 - \beta)v_o$ și tensiunea stabilizată este:

$$v_o = (v_Z - v'_{BE})(R_1 + R_2)/R_1. \tag{15.79}$$

Această ultimă schemă de comparare permite ca tranzistorul T' să funcționeze la tensiune rezonabilă chiar atunci cînd tensiunea stabilizată are valori mari.

○ **Se observă că** în relațiile (15.72) și (15.78), corespunzătoare figurilor 15.33 și 15.34, *a* și *b*, **variațiile tensiunilor** v_o **și** v'_{BE} **sînt în fază**, pe cînd în relația (15.79) corespunzătoare figurii 15.34, *c* **variațiile tensiunilor** v_o **și** v'_{BE} **sînt**

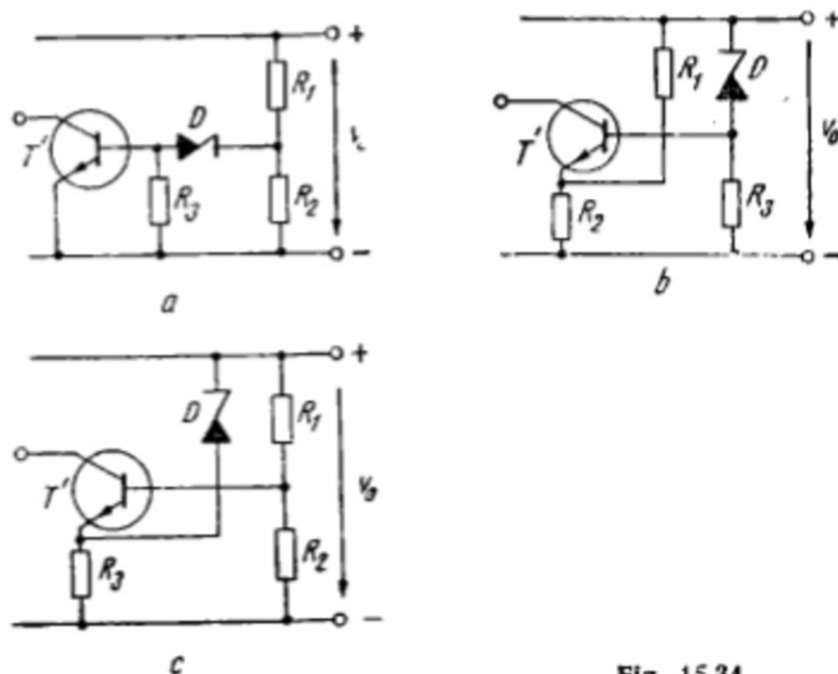


Fig. 15.34

● **Prestabilizatorul. Îmbunătățirea factorului de stabilizare și a rezistenței de ieșire.** Pentru ca ondulațiile tensiunii nestabilizate v_I să nu se mai transmită direct la ieșire prin rezistența de sarcină R_4 a amplificatorului de eroare, aceasta se poate alimenta de la o tensiune stabilizată. Circuitul respectiv se numește *prestabilizator*.

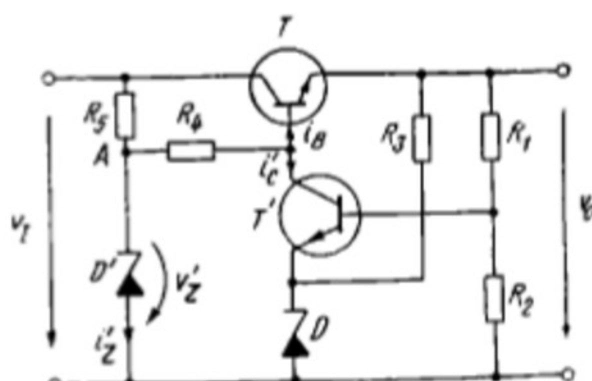


Fig. 15.36

În figura 15.36 prestabilizarea tensiunii de alimentare a rezistenței R_4 se face cu un **stabilizator parametric** format din rezistența R_5 și dioda D'. Dacă rezistența R_5 este mare, se obține o bună stabilizare a punctului A, dar rezultă o valoare mică pentru R_4, neconvenabil dinamic (A_V mic).

În figura 15.37 se prezintă *o altă schemă de prestabilizator parametric*, care are avantajul că poate utiliza o diodă D' de tensiune mai mică (prestabilizarea se face față de tensiunea stabilizată, spre deosebire de cazul anterior cînd se făcea față de masă). În ambele scheme, tensiunea v_{CE} a tranzistorului T trebuie să fie apreciabilă, pentru a obține o prestabilizare bună, neconvenabil pentru puterea disipată pe T.

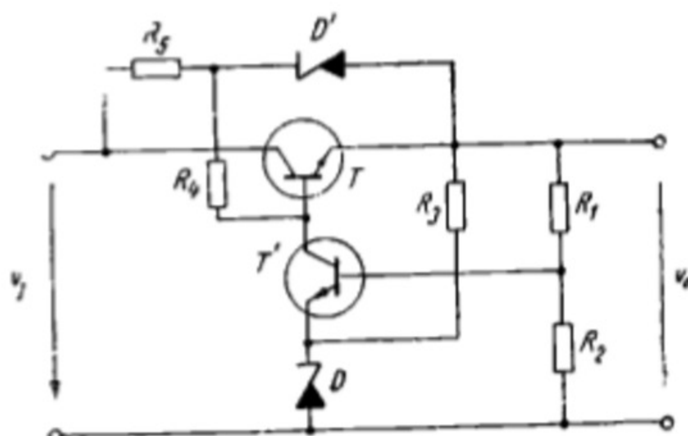


Fig. 15.37

Dacă înlocuim rezistența R_4 printr-un generator de curent, rezistența de sarcină a amplificatorului de eroare crește (fig. 15.38). Aici prestabilizatorul este format din rezistențele R_4 și R_5, dioda D' și tranzistorul T_1. Curentul i_1 este dat de relația $i_1 = (v'_Z + v_{BE1})/R_4$, iar rezistența de sarcină a amplificatorului de eroare este rezistența de ieșire a generatorului de curent dată de relația:

$$(R_4)_{echiv} = \frac{1}{h_{oe1}}\left(1 + \frac{h_{fe1}R_4}{R_4 + R'_s + h_{ie1}}\right), \tag{15.82}$$

de valoare mult mai mare decît R_4.

În figura 15.39 prestabilizatorul este un *stabilizator parametric independent*, format din rezistența R_5 și dioda D'. Dacă V'_Z este mare, se obține pentru R_4 o valoare mare și independentă de tensiunea v_{CE} a tranzistorului T.

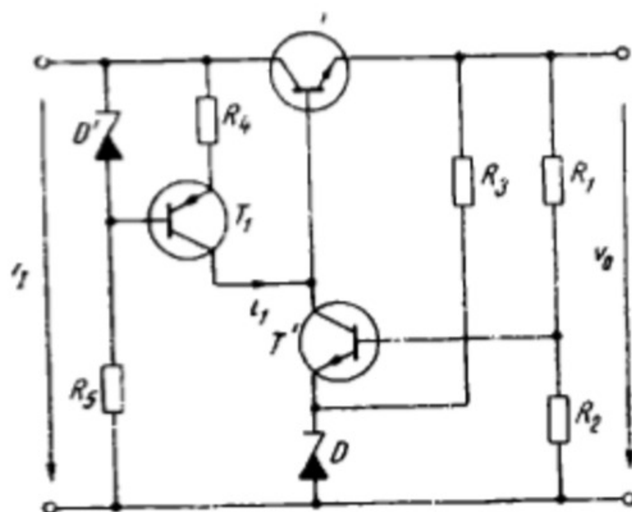


Fig. 15.38

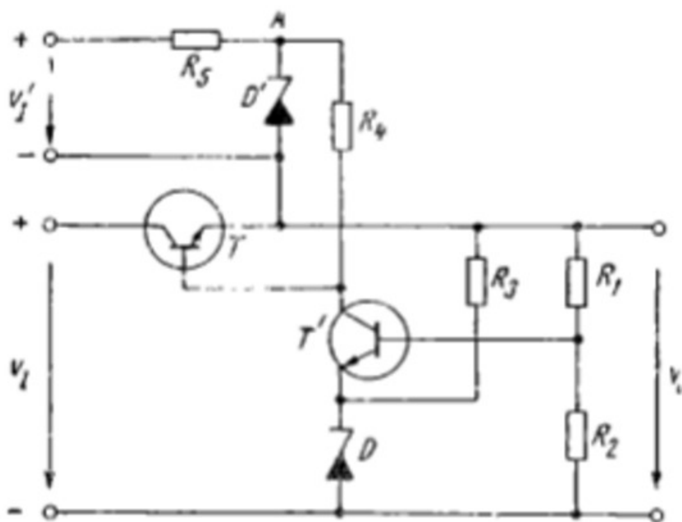


Fig. 15.39

Stabilizarea punctului A (fig. 15.39) poate fi şi mai mult îmbunătăţită prin înlocuirea prestabilizatorului parametric cu un **prestabilizator cu amplificator de eroare.** De asemenea, se poate folosi un prestabilizator separat şi pentru alimentarea generatorului de curent din figura 15.38.

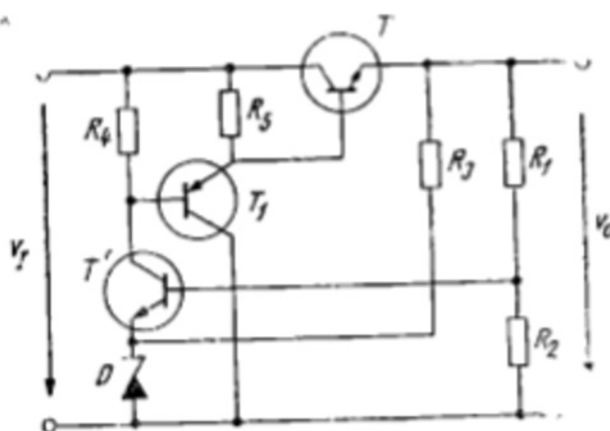


Fig. 15.40

Folosirea prestabilizatorului duce la creşterea factorului de stabilizare S şi la micşorarea rezistenţei de ieşire R_o.

Mărirea factorului S se poate obţine şi prin folosirea unei surse de referinţă prestabilizate. Astfel, se poate alimenta dioda de referinţă D la curent constant, folosind un generator de curent în locul rezistenţei R_3 sau alimentînd pe R_3 de la o sursă separată.

Micşorarea rezistenţei de ieşire se poate obţine nu numai prin creşterea lui A_V, ci şi prin micşorarea rezistenţei de ieşire R_{A0} a amplificatorului de eroare. În figura 15.40 se micşorează R_{A0} *intercalînd între* T *şi* T' *un repetor pe emitor* T_1. Rezistenţa de ieşire a stabilizatorului poate fi micşorată şi *prin înlocuirea tranzistorului regulator cu un montaj Darlington* sau *cu un tranzistor compus* ca în figurile 15.26, 15.27. Parametrul h_{fe} echivalent creşte şi deci R_o scade.

În figura 15.41 se prezintă o *schemă de stabilizator în care se obţine un coeficient termic redus* prin folosirea unui amplificator diferenţial T', T''. Generatorul de curent T_2 şi montajul Darlington T, T_1, conduc la un factor de stabilizare S mare şi la o rezistenţă de ieşire R_o mică. Condensatorul C_1 filtrează pulsaţiile de pe dioda de referinţă D, iar condensatorul C_2 previne apariţia oscilaţiilor de înaltă frecvenţă pe bucla de reacţie, introducînd o corecţie de fază.

● **Reglarea tensiunii stabilizate.** În schema de bază din figura 15.33 tensiunea stabilizată minimă este $v_{O\,min} = v_Z + v'_{BE}$ (rezultă din relaţia (15.72) pentru $R_1 = 0$). Indiferent de circuitul de comparare, tensiunea stabilizată nu poate coborî sub valoarea v_Z (se neglijează tensiunea v'_{BE}). Crescînd pe R_1 peste valoarea zero, tensiunea stabilizată creşte de la valoarea minimă pînă la valoarea maximă $v_{O\,max} = v_{I\,max} - v_{CE\,min}$.

Pentru a coborî tensiunea stabilizată sub valoarea sursei de referinţă utilizăm o *sursă secundară* astfel încît potenţialul minim al reţelei de eşan-

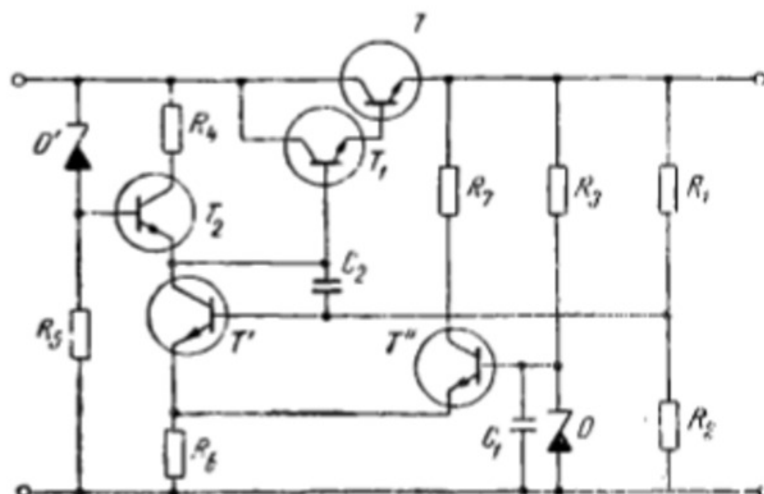


Fig. 15.41

tionare să fie mai mic decît potențialul minim al tensiunii stabilizate (fig. 15.42). Sursa secundară este prestabilizatorul D', R_7, tensiunea de ieșire reglîndu-se cu R_1.

○ **Notă.** *Cînd tensiunea de ieșire variază în limite largi* — și de obicei acest lucru se realizează atît continuu, cît și în trepte — puterea dispată pe tranzistorul de control poate depăși valoarea maximă admisibilă pe treptele joase de tensiune. Pentru a preveni aceasta, concomitent cu reducerea tensiunii de ieșire *se reduce și tensiunea de intrare în stabilizator*, cu un transformator variabil montat la intrarea redresorului sau folosind un redresor cu tiristoare comandate prin tensiunea de ieșire.

● **Circuite de protecție.** În caz de suprasarcină sau de scurtcircuit accidental, curentul prin tranzistorul serie poate crește mult, depășind puterea maximă admisibilă. Pentru a preveni distrugerea acestuia se folosesc circuite ce limitează curentul maxim în sarcină al stabilizatorului.

Cel mai simplu circuit de protecție este arătat în figura 15.43. *Cînd curentul i_O în sarcină depășește valoarea limită :*

$$I_{OL} = (V_{\gamma 1} + V_{\gamma 2} - V_{BE})/r, \tag{15.83}$$

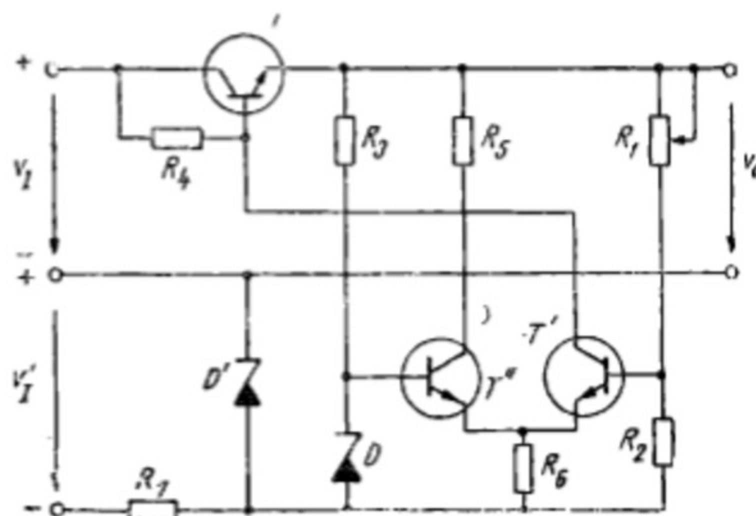


Fig. 15.42

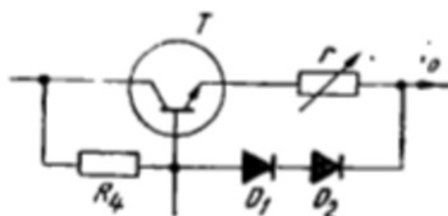


Fig. 15.43

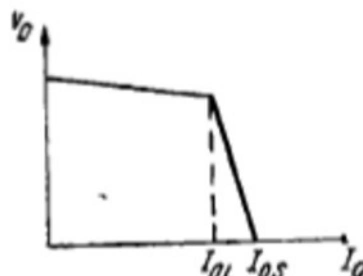


Fig. 15.44

diodele D_1, D_2 se deschid reducînd curentul de bază al tranzistorului T; curentul prin T se va limita la valoarea I_{OL}, reglabilă prin rezistența r. *În caz de scurtcircuit în sarcină*, întreaga tensiune de intrare se va aplica pe tranzistorul T, iar curentul de scurtcircuit va fi:

$$I_{OS} = V_I/R_4 + I_{OL}. \tag{15.84}$$

Se obține caracteristica externă din figura 15.44 proprie unui *stabilizator de tensiune cu limitare de curent*.

Circuitul din figura 15.45 are o acțiune similară. Cînd curentul i_o atinge valoarea $I_{OL} = V_{BE1}/r$, tranzistorul T_1 se deschide, reducînd curentul de bază al tranzistorului regulator. Configurația din figura 15.45 se întrebuințează pentru protecția tranzistorului de control în stabilizatoarele integrate.

În **circuitul de protecție din figura 15.46** tranzistorul T_1 este în mod normal în saturație. *Cînd curentul i_o depășește valoarea dată de relația (15.83)* diodele D_1, D_2 se deschid, micșorînd curentul de bază al tranzistorului T_1. Crește tensiunea pe T_1 care iese din saturație și se limitează curentul de sarcină. *În caz de scurtcircuit la ieșire*, tranzistorul T_1 se blochează, preluînd întreaga tensiune de intrare. În condiții de suprasarcină, tranzistorul T_1 se poate încălzi mult, conducînd la variația tensiunii sale bază-emitor. *Pentru ca efectele de temperatură să nu afecteze condiția de limitare a curentului*, tranzistorul T și diodele D_1, D_2 se montează pe același radiator.

Circuitul de protecție din figura 15.47 funcționează în felul următor: în mod normal tranzistorul T_1 este blocat; cînd curentul i_o depășește o anumită valoare, diodele D_1, D_2 se deschid și tranzistorul T_1 va conduce; căderea de tensiune produsă de curentul lui T_1 pe rezistența R_4 conduce la creșterea tensiunii pe tranzistorul de control T și la limitarea curentului în sarcină.

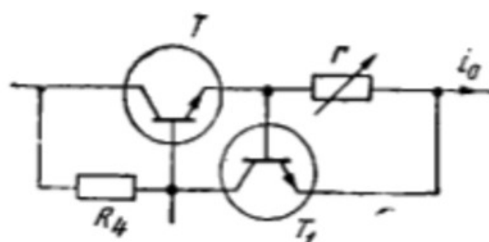


Fig. 15.45

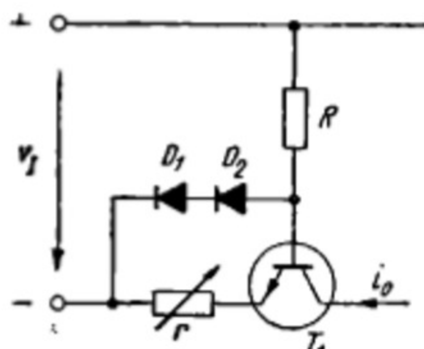


Fig. 15.46

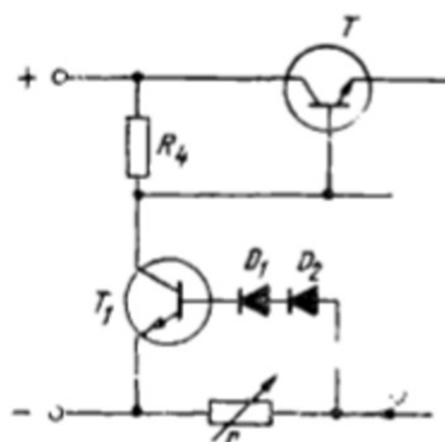


Fig. 15.47

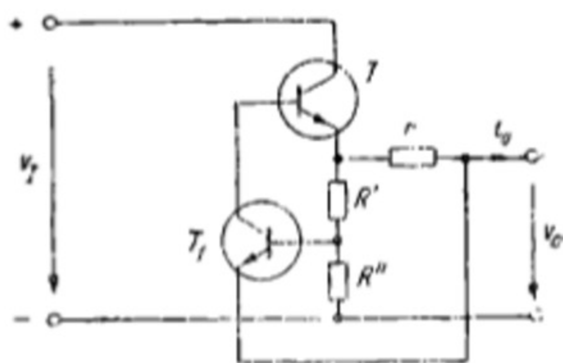


Fig. 15.48

În cazul circuitelor de protecţie care limitează curentul după o caracteristică externă de tipul celei din figura 15.44, există inconvenientul că în regimul de scurtcircuit la ieşire, curentul prin tranzistorul serie are valoarea maximă I_{OS}, iar pe tranzistor cade întreaga tensiune de intrare, astfel că el disipă o putere mare (fără a depăşi puterea maximă). Pentru înlăturarea acestui inconvenient folosim **circuitul de protecţie din figura 15.48,** care conduce la o caracteristică externă de tipul celei din figua 15.49. Protecţia din figura 15.48 intră în funcţiune *cînd i_0 depăşeşte valoarea* dată de relaţia:

$$V_{BE1} + V_o = (V_o + rI_{OM})\, R''/(R' + R''), \qquad (15.85)$$

de unde se deduce valoarea curentului maxim:

$$I_{OM} = \frac{1}{r}\left[V_{BE1}\left(1 + \frac{R'}{R''}\right) + V_o\frac{R'}{R''}\right]. \qquad (15.86)$$

În condiţii de scurtcircuit la ieşire, rezultă curentul:

$$I_{OS} = \frac{V_{BE1}}{r}\left(1 + \frac{R'}{R''}\right). \qquad (15.87)$$

Se vede că $I_{OS} < I_{OM}$ (fig. 15.49) şi deci puterea disipată pe T în regim de scurtcircuit este mai mică decît în cazurile anterioare.

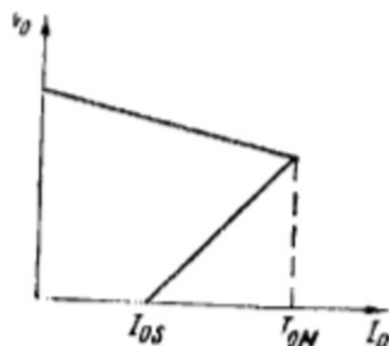


Fig. 15.49

Capitolul 16

OSCILATOARE ARMONICE

16.1. INTRODUCERE

16.1.1. Generalități

Oscilatorul armonic *este un circuit electronic* (figura 16.1) *care generează un semnal de formă sinusoidală*

$$v(t) = V \sin \omega t. \tag{16.1}$$

Semnalul $v(t)$ apare la bornele unei rezistențe de sacină, R_L. Oscilatorul cedează deci sarcinii o putere de curent alternativ

$$P_L = \frac{1}{2} \cdot \frac{V^2}{R_L}. \tag{16.2}$$

Sursa primară a puterii este bateria de alimentare în curent continuu pusă în evidență pe figură. Circuitul trebuie să conțină dispozitive electronice *active*, capabile (prin definiție) să transforme puterea de curent continuu absorbită de la sursa de alimentare în putere de semnal.

16.1.2. Oscilatorul armonic ca amplificator cu reacție pozitivă. Relația Barkhausen

Considerăm amplificatorul cu reacție pozitivă din figura 16.2, care funcționează în regim de curent alternativ. Semnalele notate cu $\underline{X}$ pot fi, după caz, tensiuni sau curenți. Amplificatorul și rețeaua de reacție sînt circuite liniare descrise de ecuațiile:

$$\underline{X}_2 = \underline{A}\underline{X}_1; \tag{16.3}$$
$$\underline{X}_f = \underline{\beta}\underline{X}_2. \tag{16.4}$$

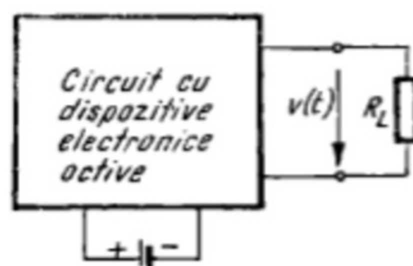


Fig. 16.1

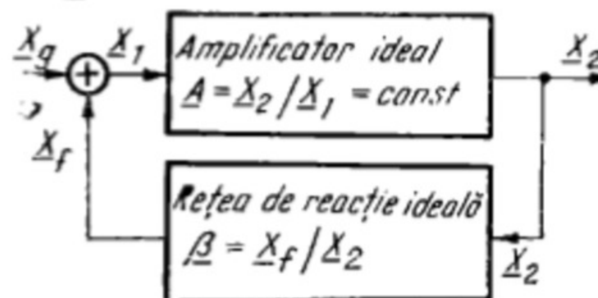


Fig. 16.2

O relaţie de tipul (16.3), valabilă indiferent de circuitul exterior amplificatorului, defineşte un *amplificator ideal.* Consideraţii similare se aplică reţelei de reacţie definite de funcţia de transfer $\underline{\beta}$. Utilizînd şi ecuaţia sumatorului

$$\underline{X}_1 = \underline{X}_g + X_f, \tag{16.5}$$

găsim *amplificarea cu reacţie*

$$\underline{A}_f = \frac{\underline{X}_2}{\underline{X}_g} = \frac{A}{1 - \underline{\beta}A}. \tag{16.6}$$

● **Condiţia de oscilaţie.** *Circuitul* din figura 16.2 *devine un oscilator dacă îndepărtînd semnalul de excitaţie* ($\underline{X}_g = 0$) *obţinem totuşi un semnal la ieşire* ($\underline{X}_2$ finit, $\neq 0$). Aceasta echivalează cu

$$\underline{A}_f = \frac{\underline{X}_2}{\underline{X}_g} \to \infty \tag{16.7}$$

şi utilizînd formula (16.6), găsim **condiţia de oscilaţie**

$$\underline{A}\underline{\beta} = 1, \tag{16.8}$$

denumită *relaţia Barkhausen.* Această condiţie semnifică în fond reproducerea semnalului pe bucla de **reacţie pozitivă.**

În general $\underline{A} = \underline{A}(j\omega)$ şi $\underline{\beta} = \underline{\beta}(j\omega)$, deoarece circuitul conţine elemente reactive. Punînd în evidenţă amplitudinea şi faza acestor numere complexe, vom scrie

$$\underline{A} = |\underline{A}| \exp j\varphi_A, \; j = \sqrt{-1}; \tag{16.9}$$

$$\underline{\beta} = \underline{\beta} \exp j\varphi_\beta. \tag{16.10}$$

Relaţia Barkhausen este deci echivalentă cu două condiţii reale:

$$|\underline{A}| \cdot |\underline{\beta}| = 1 \textit{ (condiţia de amplitudine)}; \tag{16.11}$$

$$\varphi_A + \varphi_\beta = 0, 2\pi, \; 4\pi, \; \ldots \textit{ (condiţia de fază)}. \tag{16.12}$$

Semnalul $\underline{X}_f = \underline{X}_1\underline{A}(j\omega)\underline{\beta}(j\omega)$ care rezultă după parcurgerea buclei de reacţie este evident de aceeaşi frecvenţă cu $\underline{X}_1$. Condiţiile (16.11) şi (16.12) cer ca amplitudinea şi respectiv faza semnalului să se reproducă.

○ **Remarcăm că** semnalul sinusoidal este *unicul* semnal care îşi reproduce forma după ce parcurge un circuit (liniar) cu elemente reactive. Acesta este şi motivul pentru care circuitul generează un semnal sinusoidal şi nu de altă formă.

● **Frecvenţa de oscilaţie.** În multe situaţii practice putem presupune ca $\underline{A}$ este un număr real. Atunci $\varphi_A = 0$ sau π, după caz. *Condiţia de fază* (16.12) devine

$$\varphi_A + \varphi_\beta(\omega) = 0, \; 2\pi, \; \ldots \tag{16.13}$$

şi *determină frecvenţa de oscilaţie,* ω_{osc}. În acest caz reţeaua de reacţie pozitivă este aceea care determină frecvenţa de oscilaţie. De aici rezultă şi clasificarea oscilatoarelor după natura elementelor reţelei de reacţie.

16.1.3. Clasificarea oscilatoarelor armonice

● **Oscilatoarele armonice de tip amplificator cu reacție pozitivă** se clasifică **după natura rețelei de reacție** astfel:

— *oscilatoare* RC (rețea de reacție cu rezistențe și capacități);

— *oscilatoare* LC (rețea de reacție cu inductanțe și capacități).

Oscilatoarele pot lucra pe frecvență fixă sau variabilă. **După gama de frecvență pe care o acoperă**, oscilatoarele sînt:

— *de audiofrecvență*, cu frecvențe de la cîțiva herți pînă la cîțiva megaherți;

— *de radiofrecvență* (sute de kiloherți pînă la 1 GHz);

— *de microunde* (frecvențe peste 1 GHz).

De regulă, oscilatoarele de audiofrecvență sînt de tip RC, iar cele de radiofrecvență — de tip LC (se va reveni la momentul potrivit).

● Nu toate oscilatoarele sînt de tip amplificator cu reacție pozitivă. O altă categorie o formează **oscilatoarele cu dispozitive cu rezistență negativă.** Un astfel de dispozitiv generează putere dacă este polarizat convenabil în curent continuu. Plasînd dispozitivul într-un circuit rezonant, se pot obține autooscilații neamortizate dacă rezistența negativă a dispozitivului compensează pierderile.

16.2. PROBLEME ALE ANALIZEI FUNCȚIONĂRII OSCILATOARELOR

16.2.1. Teoria oscilatoarelor armonice

Pentru caracterizarea unui oscilator trebuie să se determine în principal:

— *condiția de amorsare a oscilațiilor;*

— *frecvența de oscilație*, $f_{osc} = \omega_{osc}/2\pi$;

— *amplitudinea de oscilație*, de pildă V_{osc}, pe o sarcină dată;

— *condiția de stabilitate dinamică a oscilațiilor.*

Mai prezintă interes: *stabilitatea amplitudinii și frecvenței de oscilație, forma exactă a semnalului generat* (evaluarea distorsiunilor).

● **Teoria liniară a oscilatoarelor** se bazează pe modelarea dispozitivelor electronice cu circuite echivalente de semnal mic. Admitem pentru moment că celelalte elemente de circuit au caracteristici liniare și parametri independenți de mărimea semnalului aplicat. În aceste condiții nu se pot stabili decît *condiția de amorsare* și *frecvența de oscilație.* Determinarea amplitudinii de oscilație este imposibilă (paragraful 16.1.1).

Pe de altă parte, amplificarea $\underline{A}$ nu poate fi realizată exact la valoarea cerută de relația (16.8). Dacă $|\underline{A}|$ devine de pildă mai mic decît valoarea cerută de relația (16.11), atunci putem presupune că eventualele oscilații din circuit vor dispărea (deoarece amplitudinea semnalului nu se mai poate reproduce pe bucla de reacție). Dacă $|\underline{A}|$ este mai mare decît aceeași valoare, atunci amplitudinea oscilațiilor va crește indefinit, fără ca teoria poată prevedea valoarea la care oscilațiile vor trebui totuși să se limiteze. De aici apare ideea că oscilatoarele trebuie să folosească amplificatoare cu control automat al amplificării astfel încît mărimea amplificării să se ajusteze de la sine la valoarea necesară susținerii oscilațiilor. Controlul automat al amplificării se poate realiza cu un tranzistor cu efect de cîmp

sau cu un termistor, aplicînd o tehnică ce va fi descrisă mai departe. În aceste condiţii se dovedeşte posibil şi calculul amplitudinii pe oscilaţie.

● În alte situaţii amplificatorul are o funcţionare neliniară (se simte efectul neliniarităţii caracteristicilor tranzistorului sau al altor dispozitive electronice din circuit). Dacă distorsiunile nu sînt prea mari, se poate aplica **teoria cvasiliniară** sau *metoda primei armonici*. Se calculează sau se măsoară o amplificare pentru fundamentala semnalului, amplificare care depinde de amplitudinea acestei fundamentale, fie ea V. Prin funcţia $A = A(V)$ parametrul amplitudine apare în condiţia de oscilaţie. Se poate determina *amplitudinea de oscilaţie* şi se poate aprecia *stabilitatea dinamică a funcţionării oscilatorului*. Metoda este aproximativă, deoarece nu ia în considerare armonicile semnalului.

● **Teoria neliniară** permite în principiu *determinarea formei de undă exacte*. Din punct de vedere matematic, este necesară rezolvarea ecuaţiei diferenţiale neliniare a circuitului, problemă pentru care nu există metode standard. O soluţie analitică este cel mai adesea imposibilă, chiar cu preţul unor simplificări în schema analizată şi în caracteristicile dispozitivelor electronice folosite.

16.2.2. Exemplu de aplicare a teoriei liniare

Să considerăm un oscilator RC realizat cu un amplificator ideal de tensiune, care are amplificarea $\underline{A}_v = \underline{V}_2/\underline{V}_1$ independentă de circuitul exterior, şi cu reţeaua de reacţie pozitivă indicată în figura 16.3.

● **Determinarea frecvenţei de oscilaţie.** Deoarece impedanţa de intrare a amplificatorului ideal de tensiune este infinită, funcţia de transfer în tensiune $\underline{\beta} = \beta(j\omega)$ a reţelei de reacţie va fi calculată cu ieşirea în gol, aşa cum se arată în figura 16.4. Se obţine succesiv

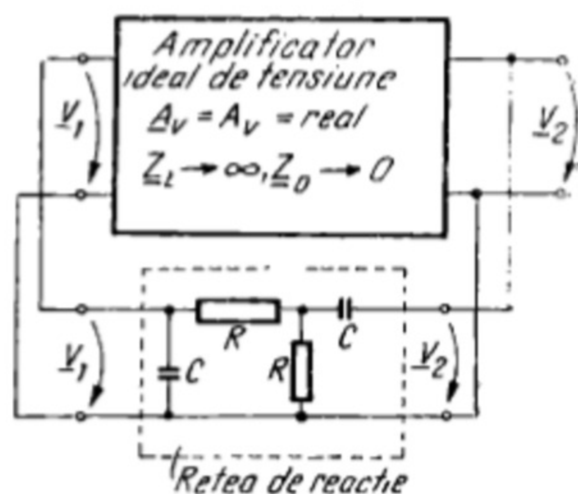


Fig. 16.3

$$\underline{\beta}(j\omega) = \frac{\underline{V}_1}{\underline{V}_2} = \frac{\underline{V}_1}{\underline{V}_2'} \cdot \frac{\underline{V}_2'}{\underline{V}_2}; \quad (16.14)$$

$$\frac{\underline{V}_1}{\underline{V}_2'} = \frac{1}{1 + j\omega CR}; \quad (16.15)$$

$$\frac{\underline{V}_2'}{\underline{V}_2} = \frac{\underline{Z}}{\underline{Z} + 1/j\omega C}, \qquad \underline{Z} = \frac{R(1 + j\omega CR)}{1 + 2j\omega CR}. \quad (16.16)$$

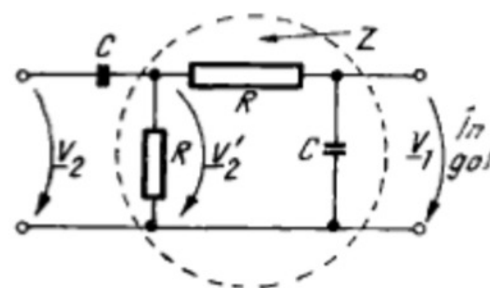


Fig. 16.4

Introducînd frecvenţa unghiulară normată $\bar{\omega} = \omega CR$, obţinem

$$\underline{\beta} = \frac{\bar{\omega}}{1 - \bar{\omega}^2 + 3j\bar{\omega}}. \quad (16.17)$$

Condiţia Barkhausen

$$\underline{A}_v\underline{\beta}(j\omega) = 1, \quad (16.18)$$

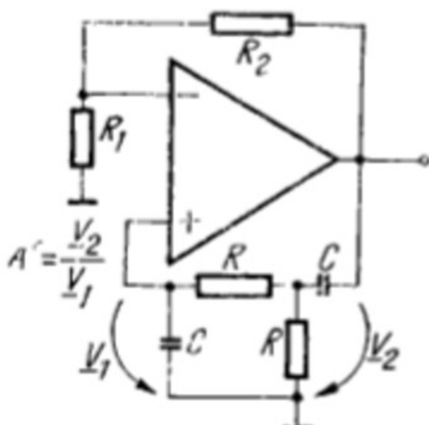


Fig. 16.5

cu $\underline{A}_V = A_V$ presupus real, ne impune un $\underline{\beta}(j\omega)$ de asemenea real la frecvenţa (unghiulară) de oscilaţie, ω_{osc}. Rezultă imediat

$$\omega_{osc} = \frac{1}{RC}, \; f_{osc} = \frac{1}{2\pi RC}. \qquad (16.19)$$

● **Amplificarea necesară pentru susţinerea oscilaţiilor** se calculează pe baza relaţiilor (16.17) — (16.19):

$$\underline{A}_V = \frac{1}{\underline{\beta}(j\omega_{osc})} = 3. \qquad (16.20)$$

Se poate folosi un amplificator operaţional căruia i se aplică o reacţie negativă, printr-un divizor rezistiv, pe intrarea inversoare, aşa cum se arată în figura 16.5. Ieşirea reţelei de reacţie din figura 16.4 se conectează la intrarea neinversoare, închizînd astfel bucla de reacţie pozitivă. Dacă se alege $R_2 = 2R_1$, atunci amplificarea pe intrarea neinversoare va fi

$$A^+ = 1 + \frac{R_2}{R_1} = 3 = A_V. \qquad (16.21)$$

Rezistenţa de intrare foarte mare a amplificatorului operaţional va asigura funcţionarea practic în gol a reţelei. Pe de altă parte, rezistenţa de ieşire foarte mică a amplificatorului va determina comanda în tensiune a reţelei şi este permisă aplicarea relaţiei (2.21).

● **Condiţia de fază.** Observăm că reţeaua de reacţie folosită aici este formată din *două celule RC* care introduc defazaje de semn opus: la frecvenţa de oscilaţie defazajul total este zero. Există oscilatoare cu *reţele de defazare formate din trei sau mai multe celule similare* şi care introduc un defazaj de 180°.

16.2.3. Teoria evasiliniară

Să admitem că avem un amplificator ideal cu amplificarea $\underline{A} = A =$ = numărul real. Această amplificare are o mărime care depinde de amplitudinea semnalului din circuit, fie ea V. Caracteristică metodei evasiliniare este tocmai dependenţa $A = A(V)$, care poate fi determinată exprimental sau prin calcul. Dacă în circuit apar şi armonici, ele sînt neglijate. Neglijarea este cu atît mai puţin acceptabilă cu cît variaţia lui A cu V este mai importantă. Un circuit de reacţie cu o selectivitate mai bună va fi mai avantajos deoarece va asigura excitaţia amplificatorului (pe bucla de reacţie pozitivă) printr-un semnal mai apropiat de o sinusoidă (deci pentru o singură frecvenţă, cea dorită).

Cu precizările de mai sus, condiţia Barkhausen devine

$$A(V)\underline{\beta}(j\omega) = 1. \qquad (16.22)$$

● Impunem ca la **frecvența de oscilație**

$$\underline{\beta}(j\omega_{osc}) = \text{real} \tag{16.23}$$

și determinăm astfel ω_{osc}.

● **Amplitudinea de oscilație** rezultă din

$$A(V_{osc}) = \frac{1}{\underline{\beta}(j\omega_{osc})}. \tag{16.24}$$

● **Stabilitatea dinamică a oscilațiilor.** Să considerăm, pentru exemplificare, **cazul în care modulul amplificării scade cu creșterea amplitudinii semnalului,** așa cum se arată în figura 16.6. Exemple de amplificatoare cu astfel de caracteristici vor fi date ulterior. Amplitudinea de oscilație în regim permanent, V_{osc}, se determină grafic de pe figura 16.6, folosind relația (16.24). Se intuiește faptul că *oscilațiile se autoamorsează*, deoarece modulul amplificării de semnal mic este mai mare decît cel necesar pentru susținerea oscilațiilor. Dacă apare o perturbație a amplitudinii de oscilație, atunci amplitudinea revine la valoarea V_{osc} după dispariția perturbației.

Presupunînd, de pildă, că perturbația a dus temporar la o amplitudine mai mare ca V_{osc}, modulul amplificării a devenit mai mic, semnalul nu se mai reproduce pe bucla de reacție și amplitudinea tinde să scadă, revenind astfel la V_{osc}.

Această *stabilitate dinamică* a oscilațiilor este ilustrată de săgețile de pe figură, săgeți care converg în punctul de funcționare M, indicînd tendința de revenire în acest punct.

O nouă situație este indicată în figura 16.7, unde **variația amplificării cu amplitudinea semnalului nu mai este monotonă.** Aici există două puncte de intersecție, M_1 și M_2, care corespund unor regimuri de oscilație permanentă. De fapt numai *punctul M_2 corespunde unor oscilații stabile*. Săgețile de pe curbă arată evoluția sistemului atunci cînd amplificarea este mai mare sau mai mică decît cea cerută de relația (16.24). *Punctul M_1 nu este stabil:* oscilațiile se sting (de pildă dacă V a scăzut accidental) sau cresc în amplitudine ajungînd la amplitudinea V_{osc} (abscisa lui M_2).

În cazul din figura 16.7 autoamorsarea nu este posibilă deoarece amplificarea de semnal mic ($V \to 0$) are o valoare prea redusă pentru a compensa atenuarea introdusă de rețeaua de reacție. *Oscilațiile pot porni prin excitare externă* cu un semnal de o frecvență apropiată de cea proprie a oscilatorului și cu o amplitudine cel puțin egală cu abscisa punctului M_1.

● **Regimul tranzitoriu la autoamorsarea oscilațiilor.** Atunci cînd este satisfăcută condiția de autoamorsare, oscilațiile pornesc „de la sine",

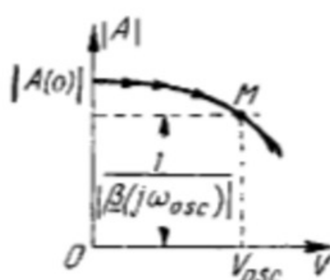


Fig. 16.6

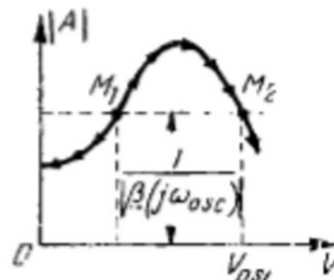


Fig. 16.7

prin amplificarea „zgomotului" existent în circuit. În practică, amorsarea are loc odată cu regimul electric tranzitoriu legat de conectarea circuitului la sursa de alimentare. Selectivitatea rețelei de reacție este esențială: ea face ca circuitul să prefere o anumită frecvență.

○ **Concluzii.** Problema fundamentală a teoriei cvasiliniare este aceea a introducerii amplitudinii de oscilație ca un parametru în ecuațiile de circuit, iar rezultatul esențial al acestei teorii este determinarea, chiar și aproximativă, a amplitudinii la care se limitează aceste oscilații.

În cele ce urmează vom examina tehnicile de circuit prin care se realizează în mod concret limitarea amplitudinii de oscilație.

16.3. LIMITAREA AMPLITUDINII DE OSCILAȚIE

16.3.1. Generalități

Pentru ca oscilațiile să se autoamorseze, este necesar ca mărimea amplificării să fie suficient de mare. După amorsare este necesar ca amplificarea să scadă cu creșterea amplitudinii de oscilație pentru ca amplitudinea să se limiteze la o valoare bine determinată.

Există două categorii de **metode pentru limitarea amplitudinii de oscilație:**

— *controlul automat al amplificării* (presupunînd că amplificatorul continuă să funcționeze liniar);

— *funcționarea neliniară a unui element amplificator* (tranzistor) *sau utilizarea neliniarității altor dispozitive* (de obicei se folosesc diode); în acest caz, funcționarea circuitului fiind neliniară, apar distorsiuni al căror efect poate fi redus printr-o selectivitate ridicată a circuitului.

16.3.2. Controlul automat al amplificării cu TEC

Caracteristicile liniare ale TEC la curenți mici sînt cunoscute din capitolul 6. Între drenă și sursă tranzistorul se comportă ca o rezistență, a cărei mărime este controlată de tensiunea continuă aplicată între poartă și sursă. Această tensiune de control se obține prin redresarea și filtrarea semnalului alternativ.

16.3.3. Elemente de control cu inerție termică

Ca exemplu de element de control cu inerție termică vom considera *termistorul.*

Termistorul *este un rezistor a cărui rezistență are un coeficient de temperatură negativ și foarte mare în valoare absolută.* În timp ce rezistența metalelor pure crește cu circa 0,4% pe grad (Celsius, Kelvin), rezistența termistorului poate scădea cu 3 pînă la 5,5% pe grad.

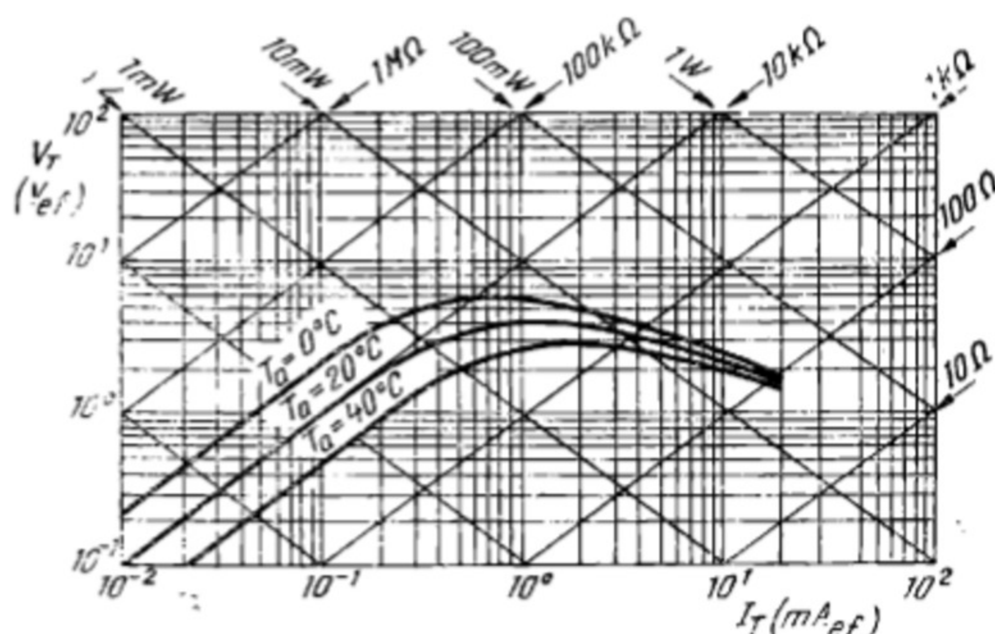
Termistorul poate fi folosit pur şi simplu *ca sensor de temperatură*. În acest caz trebuie să ne asigurăm că nu este parcurs de un curent electric care să provoace o încălzire apreciabilă prin efect Joule. Un astfel de termistor poate fi folosit şi pentru compensare termică.

Alte termistoare, dimpotrivă, se proiectează astfel încît rezistenţa lor să varieze apreciabil cu mărimea curentului care le parcurge, datorită încălzirii pe care o determină acest curent. Acestea sînt *termistoare de control* (de reglaj).

Caracteristici tipice pentru un termistor de control sînt reprezentate în figura 16.8 (după catalog Siemens). Rezistenţa termistorului depinde de puterea disipată de semnal şi nu de forma acestuia: curentul prin termistor (I_T) şi tensiunea la bornele termistorului (V_T) sînt măsurate în valori efective. Caracteristicile sînt valabile dacă frecvenţa semnalului alternativ este suficient de ridicată (de exemplu, peste 20 Hz) pentru ca temperatura (şi deci rezistenţa) termistorului să nu urmărească oscilaţiile semnalului. Se observă (fig. 16.8) un efect al temperaturii mediului ambiant, T_a, efect mai puţin important la curenţi mai mari prin termistor.

Reprezentarea la scară dublu logaritmică în figura 16.8 permite trasarea a două serii de paralele, unele de rezistenţă constantă, altele de putere constantă. Evoluînd pe o caracteristică a termistorului în direcţia curenţilor mai mari se constată că puterea disipată pe acesta creşte în timp ce rezistenţa sa scade. Termistorul oferă o rezistenţă practic liniară (care nu introduce distorsiuni în circuit — cu condiţia ca semnalul să varieze suficient de rapid).

Alte elemente de control cu inerţie termică sînt de tip **baretor** (bec): rezistenţa lor creşte odată cu mărirea semnalului.



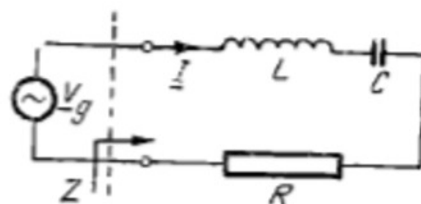


Fig. 16.8

16.3.4. Limitarea amplitudinii cu diode

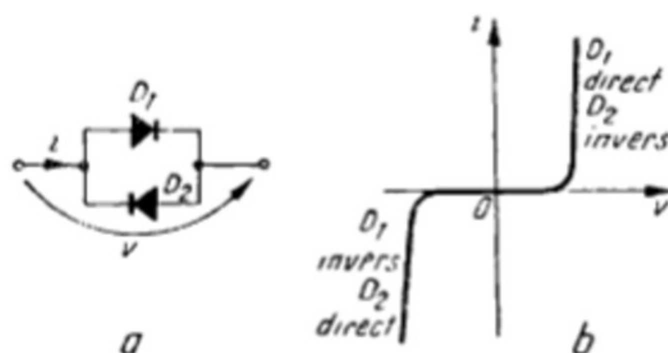


Fig. 16.9

Exemple de **dipoli cu diode** folosiţi pentru limitarea amplitudinii tensiunii oscilante sînt date mai jos.

● În figura 16.9, *a* se arată **două diode aşezate în antiparalel** şi în figura 16.9, *b* — caracteristica curent-tensiune a dipolului respectiv. Dacă la bornele dipolului se aplică o tensiune sinusoidală de amplitudine V, atunci prin dipol trece un curent apreciabil abia după depăşirea tensiunii prag. Curentul curge sub formă de impulsuri. În context prezintă interes rezistenţa pe care o oferă dipolul pentru fundamentala curentului. Această rezistenţă scade rapid cu creşterea amplitudinii semnalului după ce această amplitudine depăşeşte tensiunea prag a diodelor (o fracţiune de volt).

● O comportare similară o are **dipolul format din două diode Zener în serie şi în opoziţie,** arătat în figura 10.10, *a*. Aici deschiderea dipolului are loc abia după depăşirea tensiunii V_Z, dacă se neglijează tensiunea pe dioda deschisă (caracteristica din figura 16.10, *b*). Deoarece rezistenţa dipolului scade brusc (fig. 16.10, *c*), amplitudinea semnalului se va limita la o valoare practic egală cu V_Z. Această tensiune este mai mare decît cea din cazul precedent şi poate fi aleasă după dorinţă.

○ **Notă.** Ar fi de dorit ca cele două diode să aibă caracteristici identice pentru ca $i = i(v)$ să fie perfect simetrică: în acest caz lipsesc armonicele de ordin par ale curentului. Această situaţie este doesebit de favorabilă deoarece de regulă armonica a doua este cea mai mare şi mai greu de filtrat.

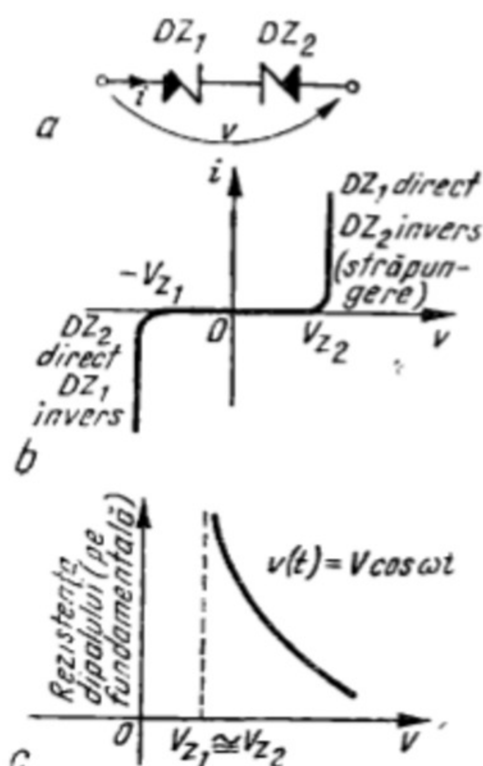


Fig. 16.10

● **Circuitul în punte** din figura 16.11, *a* permite obţinerea unei caracteristici simetrice (fig. 16.11, *b*). Neglijind tensiunea pe diodele deschise, dipolul se deschide pentru o amplitudine de semnal ce depăşeşte tensiunea de străpungere a diodei Zener (V_Z). Rezistenţa de intrare în punte (calculată pentru fundamentala curentului) variază cu amplitudinea semnalului aplicat calitativ ca în figura 16.11, *c*. Variaţia rezistenţei cu amplitudinea semnalului poate fi redusă dacă se atenuează „cotul" caracteristicii diodei Zener prin introducerea unei rezistenţe în serie.

În toate cazurile prezentate pînă aici, dipolul a cărui rezistenţă variază cu nivelul semnalului se poate introduce într-o reţea de reacţie negativă care controlează am-

Tabelul 16.1

Mecanisme de limitare și stabilitatea amplitudinii de oscilație

Mecanisme de limitare	*Distorsiuni*	*Alte limitări*	*Domenii de aplicație*	*Stabilitatea amplitudinii de oscilație*
Cu rezistențe de control cu inerție termică (termistor sau baretor)	Nu introduc	Frecvență minimă de lucru (zeci de herți). Necesită un curent de comandă important	*Oscilatoare RC* (în special cele cu etaj de ieșire — amplificator de putere)	Afectată de temperatura mediului ambiant, de tensiunea de alimentare
Cu control automat al amplificării, comandat de un semnal de control obținut prin redresarea oscilației	Foarte mici	Amplitudine mică la bornele elementului de control (TEC). Nu funcționează la frecvență foarte joasă	*În principal în oscilatoare RC de mică putere* (cu amplificatoare operaționale)	Permite o bună stabilitate la variația tensiunii de alimentare. Se face o ajustare funcțională
Cu diode (sau dipoli cu diode)	Importante	Unii dipoli necesită împerecherea diodelor	*În principal în oscilatoare LC*	Afectată de temperatură (modifică caracteristicile diodei) și eventual de tensiunea de alimentare (referință la limitarea cu o diodă)
Prin neliniaritatea dispozitivului electronic activ	Importante	Trebuie evitată saturația (tranzistoarele bipolare)	*Oscilatoare LC*. Permite funcționare în clasă *C*, cu randament mare	Afectată de temperatură și de stabilitatea tensiunii de alimentare

— idealizează amplificatorul asigurînd funcționarea rețelei de reacție pozitivă practic independent de amplificator; deoarece această rețea de reacție este de regulă selectivă, se obține o frecvență de oscilație practic independentă de amplificator.

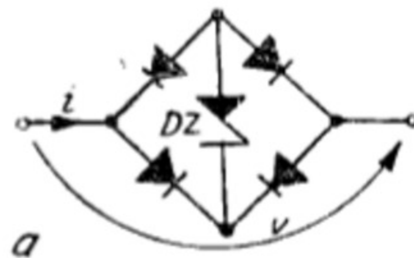
Prin aplicarea reacției negative se asigură astfel valabilitatea relațiilor (16.22) — (16.24): se obține o amplificare dependentă exclusiv de mărimea semnalului și o funcție de transfer a rețelei de reacție pozitivă dependentă exclusiv de frecvență. În acest mod se poate regla frecvența oscilației fără a afecta amplitudinea acesteia.

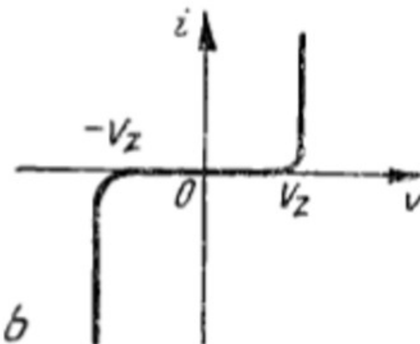
Situațiile în care reacția selectivă este cea negativă sînt mai rare.

● **Rețelele RC** sînt uneori foarte simple, cum este cea din figura 16.4. Așa cum am arătat mai sus, se preconizează condiții ideale de lucru ale acestor rețele (atacate de generatoare ideale de curent sau de tensiune, lucrînd în gol sau în scurtcircuit). Adesea se poate determina prin simpla examinare a topologiei rețelei modul în care se „atacă" și respectiv modul în care se „citește" rețeaua (deci tipul de amplificator cu care trebuie să fie folosită).

plificarea amplificatorului (de exemplu, ca în schema de oscilator cu amplificator operaţional din figura 16.5). Ca urmare, amplificarea variază cu amplitudinea oscilaţiei din circuit.

În cele ce urmează vom examina variaţia amplificării datorită neliniarităţii dispozitivului amplificator (tranzistor).





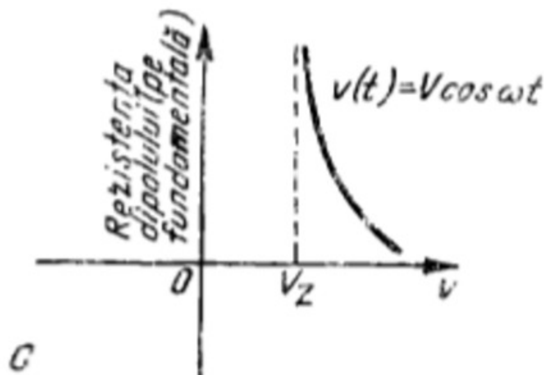


Fig. 16.11

16.3.5. Limitarea amplitudinii prin neliniaritatea elementului amplificator

Dacă nu se iau măsuri speciale pentru a controla amplificarea utilizînd una dintre tehnicile menţionate mai sus, atunci la amplitudini mai mari ale semnalului se intră în zonele neliniare ale caracteristicilor tranzistorului. Din acest motiv, amplificarea scade şi amplitudinea semnalului se limitează la o valoare de regim staţionar. Acest mecanism de limitare a amplitudinii de oscilaţie este efectiv folosit în oscilatoarele *LC* (care au circuite suficient de selective pentru ca efectul distorsiunilor să fie redus). La momentul potrivit vom da detalii privind funcţionarea tranzistorului bipolar şi respectiv cu efect de cîmp, precum şi procedee de calcul.

Principalele mecanisme de limitare a amplitudinii sînt prezentate şi în tabelul 16.1, la care se recomandă să se revină pe parcursul capitolului.

16.4. OSCILATOARE RC

16.4.1. Generalităţi

● *Oscilatoarele RC utilizează* de obicei *în locul blocului amplificator* din figura 16.2 **amplificatoare cu reacţie negativă.** Această reacţie are un rol multiplu, şi anume:

— stabilizează amplificarea făcîndu-o mai puţin sensibilă la condiţiile de funcţionare;

— uşurează controlul amplificării prin încorporarea în bucla de reacţie a unui dipol a cărui rezistenţă depinde de amplitudinea de oscilaţie (paragrafele 16.3.2 — 16.3.4); pe această cale se asigură limitarea amplitudinii de oscilaţie la valoarea dorită;

Spre exemplu, rețeaua din figura 16.4 trebuie atacată cu un generator ideal *de tensiune* (un generator ideal de curent ar face inutil capacitorul din stînga). Aceeași rețea va lucra *în gol* (în scurtcircuit ar deveni inutil capacitorul de la ieșire). Ca urmare se calculează funcția de transfer în tensiune și se folosește un amplificator de tensiune.

16.4.2. Oscilator cu rețea Wien și amplificator de tensiune (oscilator cu punte Wien)

● **Principiul de funcționare. Rețeaua Wien** este arătată în figura 16.12. Potrivit raționamentului de mai sus, ea va fi atacată în tensiune și citită în tensiune. Funcția de transfer în tensiune a rețelei Wien lucrînd în gol are expresia:

$$\underline{F}_W(j\omega) = \frac{\underline{V}_1}{\underline{V}_2} = \frac{1}{1 + \frac{R_1}{R_2} + \frac{C_2}{C_1} + j\left(\omega R_1 C_2 - \frac{1}{\omega R_2 C_1}\right)}. \quad (16.25)$$

Vom utiliza această rețea cu un **amplificator ideal de tensiune. Condiția Barkhausen** se scrie

$$\underline{A}_V \underline{F}_W(j\omega) = 1 \quad (16.26)$$

și admițînd $\underline{A}_V = A_V =$ real, rezultă

$$\underline{F}_W(j\omega_{osc}) = \text{real}; \quad (16.27)$$

deci, *frecvența de oscilație* va fi

$$f_{osc} = \frac{1}{2\pi\sqrt{R_1 R_2 C_1 C_2}}. \quad (16.28)$$

iar *amplificarea necesară pentru susținerea oscilațiilor* este

$$\underline{A}_V = \frac{1}{\underline{F}_W(j\omega_{osc})} = 1 + \frac{R_1}{R_2} + \frac{C_2}{C_1} = A_V(V_{osc}). \quad (16.29)$$

Adesea acest tip de oscilator se folosește în generatoare de ***audiofrecvență*** *cu frecvența variabilă în limite largi.* R_1/R_2 și C_1/C_2 trebuie menținute însă constante atunci cînd se reglează frecvența. În caz contrar, se modifică valoarea lui $A_V = A_V(V)$ și variază și amplitudinea $V = V_{osc}$ a semnalului. Se preferă să se aleagă

$$R_1 = R_2 = R, \ C_1 = C_2 = C \quad (16.30)$$

astfel încît

$$f_{osc} = \frac{1}{2\pi RC} \quad (16.31)$$

și amplificarea în tensiune (16.29) trebuie să fie egală cu 3.

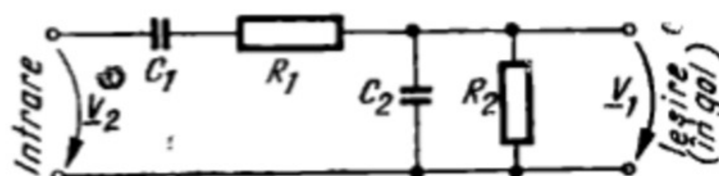


Fig. 16.12

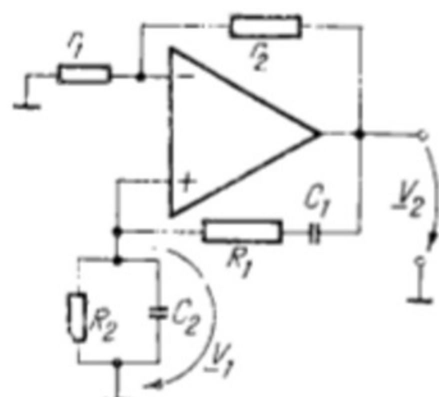


Fig. 16.13

● Figura 16.13 reprezintă un **oscilator cu rețea Wien și amplificator operațional.** Aici există *două bucle de reacție : o reacție pozitivă selectivă* (dependentă de frecvență) prin rețeaua Wien și o *reacție negativă neselectivă* prin atenuatorul (divizorul) format din rezistențele r_1 și r_2. Amplificatorul operațional împreună cu rețeaua de reacție negativă (cu eșantionare în nod și comparare pe buclă) formează un amplificator de tensiune „ideal" (paragraful 14.4.1) a cărui amplificare este:

$$\underline{A}_V = \frac{\underline{V}_2}{\underline{V}_1} \cong \frac{r_1 + r_2}{r_1} = 1 + \frac{r_2}{r_1} = A_V = \text{real.} \quad (16.32)$$

În cazul $R_1 = R_2 = R$, $C_1 = C_2 = C$, pentru a obține $A_V = 3$ trebuie ca $r_2 = 2r_1$.

Cele două bucle de reacție din figura 16.13 formează *o punte Wien*, așa cum devine clar prin redesenarea schemei ca în figura 16.14. Intrarea amplificatorului este conectată în diagonala orizontală a punții, iar ieșirea amplificatorului — în diagonala verticală. Deoarece amplificarea în tensiune a amplificatorului de bază este foarte mare, rezultă că diferența de potențial între nodurile diagonalei orizontale este practic nulă. Ca urmare *puntea Wien se află foarte aproape de echilibru.*

Frecvența de oscilație *depinde exclusiv de rețeaua de reacție numai în cazul în care amplificatorul de tensiune este ideal* (cap. 13). Dacă R_i și R_0 sînt rezistența de intrare și respectiv de ieșire ale amplificatorului, iar $\underline{Z}_{iW}$ și $\underline{Z}_{oW}$ sînt impedanțele de intrare și respectiv de ieșire ale rețelei Wien, atunci trebuie impuse condițiile (Anexa 16.1):

$$R_0 \ll \mathcal{R}e(\underline{Z}_{iW}); \quad (16.33)$$

$$R_i \gg |\mathcal{R}e(\underline{Z}_{oW})|, \ \mathcal{I}m(\underline{Z}_{oW}) \quad (16.34)$$

la frecvența de oscilație, f_{osc}, care devine în acest caz

$$f_{osc} = \omega_{osc}/2\pi = 1/2\pi RC(\bar{\omega} = \omega RC = 1) \quad (16.35)$$

Găsim imediat

$$\underline{Z}_{iW}|_{\bar{\omega}=1} = \frac{3R}{2}(1 - j); \quad (16.36)$$

$$\underline{Z}_{oW}|_{\bar{\omega}=1} = \frac{R}{3}(1 - j), \quad (16.37)$$

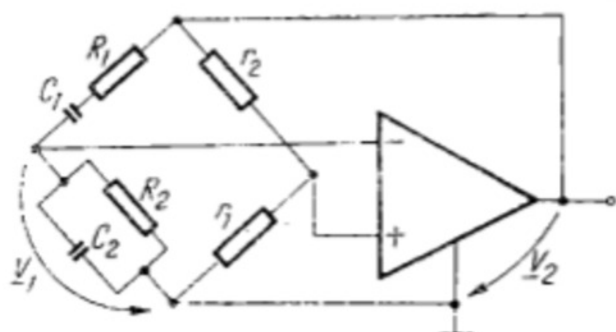


Fig. 16.14

iar condițiile (16.33) și (16.34) impun, respectiv,

$$R_o \ll 3R/2, \quad (16.38)$$

$$R_i \gg R/3, \quad (16.39)$$

și se poate alege pentru R valoarea optimă

$$R = \sqrt{2R_iR_o}. \quad (16.40)$$

Reglarea frecvenței într-o bandă largă presupune modificarea lui R și C. Modificarea se face *în trepte* sau *continuu*. Pentru a putea satisface mai ușor condițiile de mai sus, se poate folosi o rezistență variabilă (potețiometru bobinat), comutînd condensatoare de capacitate diferită pentru diferite game de frecvențe.

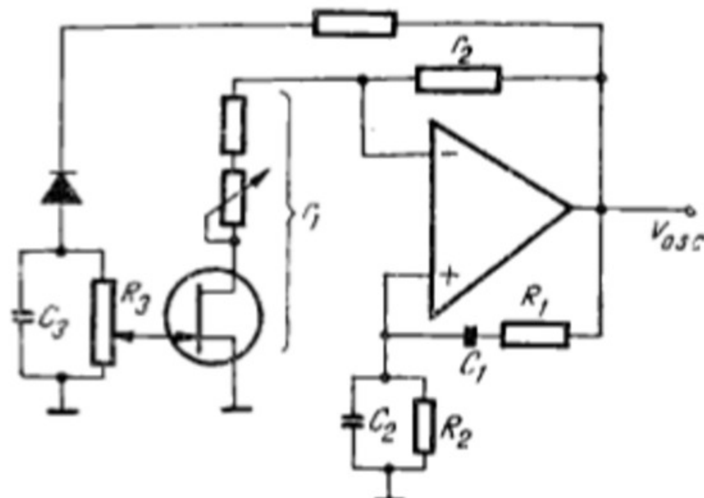


Fig. 16.15

Pentru situația în care amplificatorul de tensiune nu este ideal, sînt utile diagramele din Anexa 16.1 care permit caracterizarea rețelei Wien la o frecvență diferită de frecvența caracteristică a rețelei, $\omega_0 = 1/RC$.

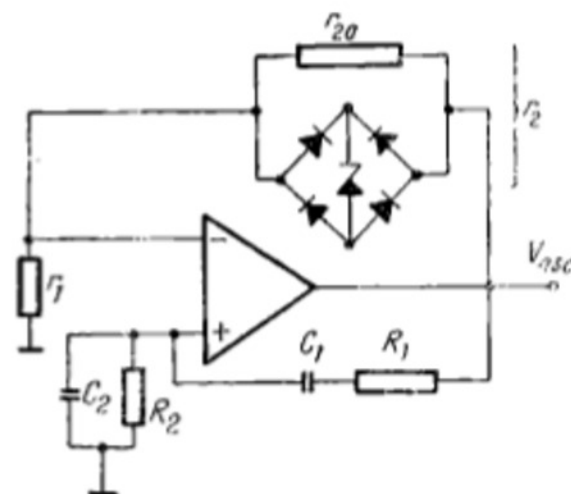


Fig. 16.16

În sfîrșit, vom explica **modul de limitare a amplitudinii de oscilație prin bucla de reacție negativă a amplificatorului.** În figura 16.15 este arătată o schemă care folosește *controlul automat al amplificării cu un TEC* (paragraful 16.3.2). Comparînd cu schema generală din figura 16.13, constatăm că locul rezistenței r_1 este jucat de un TEC a cărui rezistență este controlată de tensiunea continuă obținută prin redresarea oscilației de la ieșire. Redresorul este de tip monoalternanță cu filtru capacitate. Trebuie asigurată condiția $f_{osc}R_3C_3 \gg 1$ pentru valoarea minimă a lui f_{osc}.

Schema din figura 16.16 folosește pentru limitarea amplitudinii de oscilație o *punte de diode* ca cea din figura 16.11. La semnale mici puntea prezintă o rezistență foarte mare, iar r_{20} trebuie ales astfel încît să permită amorsarea oscilațiilor. Atunci cînd amplitudinea semnalului crește suficient de mult, rezistența punții scade și reacția negativă este mai puternică, determinînd scăderea amplificării amplificatorului corectat cu rețeaua Wien și, ca urmare, limitarea creșterii amplitudinii de oscilație.

Limitarea amplitudinii de oscilație poate fi asigurată și *cu un termistor* (paragraful 16.3.3). Din nefericire, amplificatorul operațional nu furnizează, de regulă, la ieșire, o putere suficientă pentru a comanda termistorul.

Figura 16.17 arată un oscilator cu punte Wien cu tranzistoare bipolare care are un etaj de ieșire repetor pe emitor (etaj de putere). În figura 16.18 apar scheme de oscilatoare cu punte Wien cu tranzistoare în care se folosește un cuplaj direct între etaje. Notațiile pentru elementele punții Wien sînt aceleași ca în schema din figura 16.14.

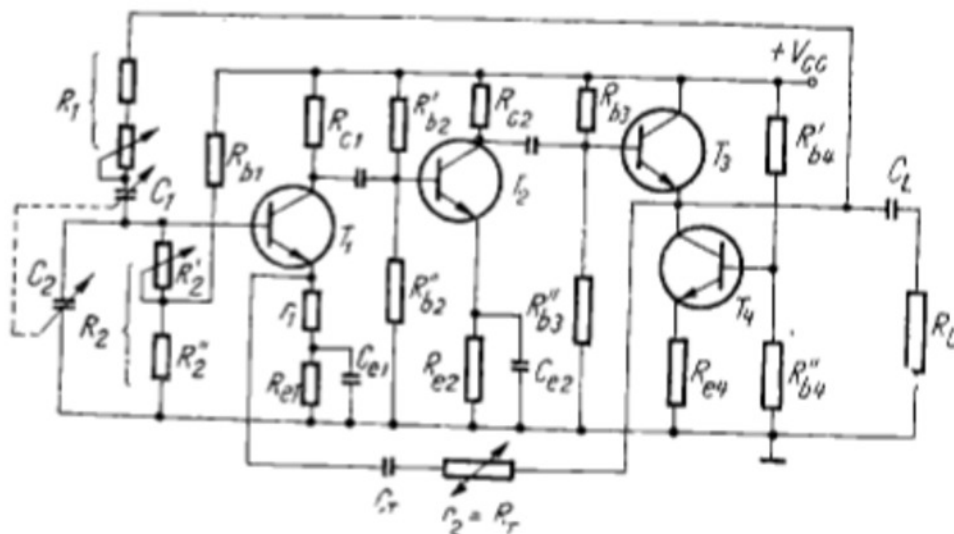


Fig. 16.17

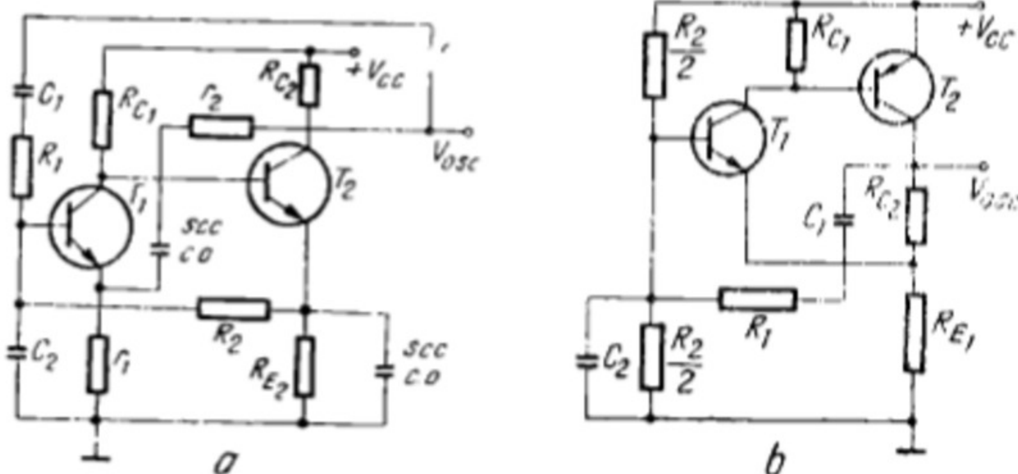


Fig. 16.18

16.4.3. Oscilator cu reţea Wien şi amplificator de curent

● **Principiul de funcţionare. Reţeaua Wien** redesenată ca în figura 16.19 este destinată să lucreze cu un atenuator (ideal) de curent. Într-adevăr, reţeaua trebuie atacată în curent (un generator ideal de tensiune ar scurtcircuita grupul C_2R_2) şi citită în curent (scurtcircuit la ieşire şi nu funcţionare în gol, care ar face inutil grupul R_1C_1). Funcţia de transfer a reţelei definită în aceste condiţii este

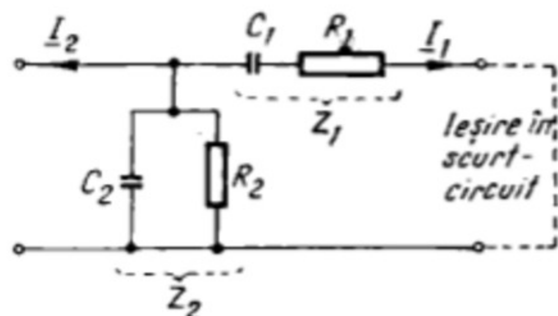


Fig. 16.19

$$\underline{\beta}_I = \frac{\underline{I}_1}{\underline{I}_2} = -\frac{\underline{Z}_2}{\underline{Z}_1 + \underline{Z}_2}, \quad (16.41)$$

unde

$$\underline{Z}_1 = R_1 + \frac{1}{j\omega C_1}; \; \underline{Z}_2 = \frac{R_2}{1 + j\omega C_2 R_2}. \quad (16.42)$$

Dacă rețeaua lucrează cu un amplificator ideal de curent (impedanță de intrare nulă, impedanță de ieșire infinită, amplificare în curent $\underline{A}_I$), atunci **relația Barkhausen**

$$\underline{A}_I\underline{\beta}_I = 1\,;\; \frac{\underline{A}_I\underline{Z}_2}{\underline{Z}_1 + \underline{Z}_2} + 1 = 0 \tag{16.43}$$

devine

$$(A_I + 1)j\omega C_1R_2 + (1 + j\omega C_2R_2)(1 + j\omega C_1R_1) = 0 \tag{16.44}$$

și presupunînd $\underline{A}_I = A_I =$ real, din egalarea cu zero a părții reale a membrului întîi obținem *frecvența de oscilație:*

$$f_{osc} = \frac{\omega_{osc}}{2\pi} = \frac{1}{2\pi\sqrt{R_1R_2C_1C_2}}. \tag{16.45}$$

Egalînd cu zero partea imaginară, găsim ***amplificarea necesară pentru susținerea oscilațiilor:***

$$A_I = -\left(1 + \frac{R_1}{R_2} + \frac{C_2}{C_1}\right). \tag{16.46}$$

Considerînd și aici cazul particular $R_1 = R_2 = R$, $C_1 = C_2 = C$, găsim

$$f_{osc} = \frac{1}{2\pi RC},\; A_I = \mathbf{-3}. \tag{16.47}$$

Tot în acest caz particular, impedanța de intrare a rețelei de reacție este

$$\underline{Z}_{i\beta} = R\frac{1 + j\bar{\omega}}{1 - \bar{\omega}^2 + 3j\bar{\omega}},\; \bar{\omega} = \omega CR. \tag{16.48}$$

La frecvența $\omega_{osc} = 1/CR(\bar{\omega} = 1)$ această impedanță are expresia

$$Z_{i\beta}|_{\bar{\omega}=1} = \frac{R}{3}(1 - j) \tag{16.49}$$

și rezistența de ieșire a amplificatorului trebuie să satisfacă condiția

$$R_o \gg \frac{R}{3}. \tag{16.50}$$

Admitanța de ieșire a rețelei de reacție este

$$\underline{Y}_{o\beta} = \frac{1}{R}\cdot\frac{j\bar{\omega}(1 + j\bar{\omega})}{1 - \bar{\omega}^2 + 3j\bar{\omega}} \tag{16.51}$$

$$\underline{Y}_{o\beta}|_{\bar{\omega}=1} = \frac{1}{3R}(1 + j) \tag{16.52}$$

și impunem

$$R_i \ll 3R. \tag{16.53}$$

○ **Observație.** Condițiile (16.50) și (16.53) specifică de fapt funcționarea rețelei cu amplificator ideal de curent.

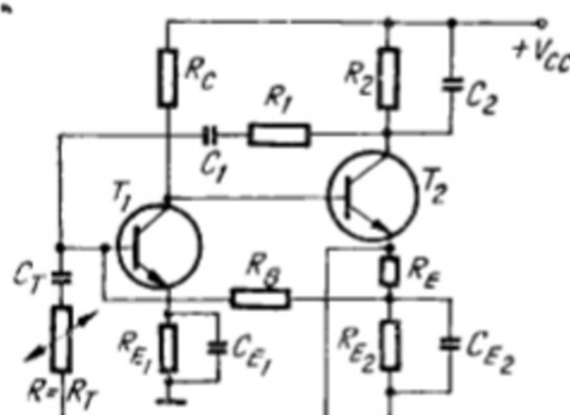


Fig. 16.20

● **Schemele cu tranzistoare bipolare** se pretează la realizarea amplificatorului de curent. În figura 16.20 se folosește o *reacție negativă cu eșantionare pe buclă și comparare în nod* pentru micșorarea impedanței de intrare și mărirea impedanței de ieșire; schema de curent alternativ este reprezentată în figura 16.21. Amplificarea de curent este

$$\underline{A}_I = \frac{\underline{I}_2}{\underline{I}_1} = -\left(1 + \frac{R}{R_E}\right) \quad (16.54)$$

și *limitarea amplitudinii* poate fi asigurată înlocuind pe R cu un termistor sau pe R_E cu un baretor (bec cu incandescență). Se remarcă și reacția negativă în curent continuu (prin alimentarea bazei lui T_1 din emitorul T_2), care asigură o stabilizare suplimentară a punctului static de funcționare.

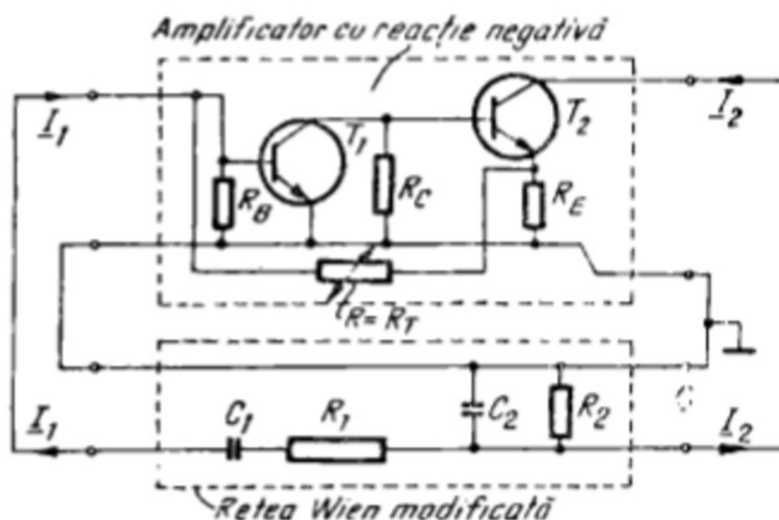


Fig. 16.21

Impedanța de sarcină poate fi conectată în emitorul lui T_2 pentru a nu afecta circuitul de reacție pozitivă și a nu antrena modificarea pe această cale a frecvenței de oscilație.

Conectarea în colectorul lui T_1 asigură separarea și de bucla de reacție negativă, dar rezistența de ieșire în acest punct este considerabil mai mare.

16.4.4. Oscilatoare cu rețea dublu T și amplificator de tensiune

● **Principiul de funcționare. Rețeaua dublu T** este un circuit cu o selectivitate mai bună decît rețeaua Wien. Un caz particular apare în figura 16.22. Se presupune că rețeaua este comandată în tensiune și lucrează în gol. Funcția de transfer este

$$\underline{F}_T = \frac{\underline{V}_{2T}}{\underline{V}_{1T}} = \frac{2k - \bar{\omega}^2 + j\left(2k\bar{\omega} - \dfrac{1}{\bar{\omega}}\right)}{2 + 2k + \dfrac{1}{k} - \bar{\omega} + j\left[\left(2 + 2k + \dfrac{1}{k}\right)\bar{\omega} - \dfrac{1}{\bar{\omega}}\right]}, \quad (16.55)$$

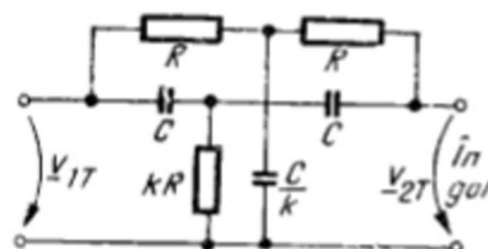


Fig. 16.22

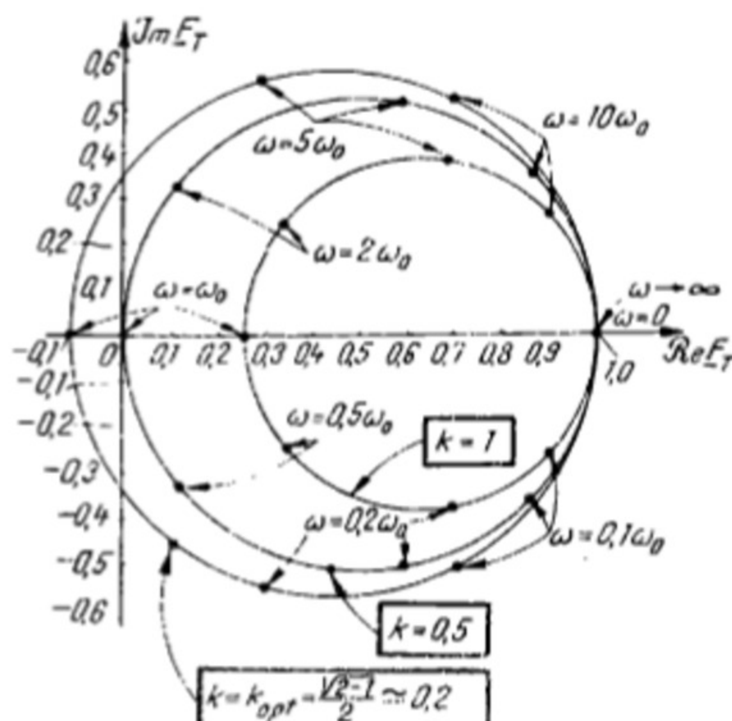


Fig. 16.23

unde

$$\bar{\omega} = \frac{\omega}{\omega_0}\,;\ \omega_0 = \frac{1}{CR}, \tag{16.56}$$

iar hodrograful său pentru anumite valori ale lui k este reprezentat în figura 16.23. Este uşor de verificat, prin simpla inspecţie a circuitului, că $\underline{F}_T = 1$ atît pentru $\omega \to 0$, cît şi pentru $\omega \to \infty$, indiferent de valoarea lui k. Ca urmare, modulul funcţiei de transfer are cel puţin un extrem atunci cînd ω variază de la 0 la ∞. Acest extrem are loc (fig. 16.23) pentru $\omega = \omega_0$ ($\bar{\omega} = 1$). Se constată simetria faţă de $\bar{\omega} = 1$: funcţia de transfer are aceleaşi valori pentru $\bar{\omega}$ şi pentru $1/\bar{\omega}$.

La frecvenţa caracteristică ω_0, funcţia de transfer în tensiune este reală :

$$\underline{F}_T(j\omega_0) = \frac{k(2k-1)}{2k^2+k+1}, \tag{16.57}$$

fiind pozitivă pentru $k > 0,5$, negativă pentru $k < 0,5$ şi zero pentru $k = 0,5$. În ultimul caz, la frecvenţa $\omega = \omega_0$, are loc o *rejecţie completă a semnalului*. Cele trei cazuri sînt sintetizate în tabelul 16.2. Dacă reţeaua

Tabelul 16.2

Utilizarea reţelei dublu T din figura 16.23

k	$< 0,5$	0,5	$> 0,5$
$\underline{F}_T(j\omega_0)$	real, negativ	zero	real, pozitiv
$\lvert\underline{F}_T(j\omega)\rvert$ are la $\omega = \omega_0$ un	maxim	minim egal cu zero	minim
Circuitul se comportă ca un	filtru trece-bandă (în jurul lui ω_0)	circuit de rejecţie a frecvenţei ω_0	filtru opreşte-bandă (în jurul lui ω_0)

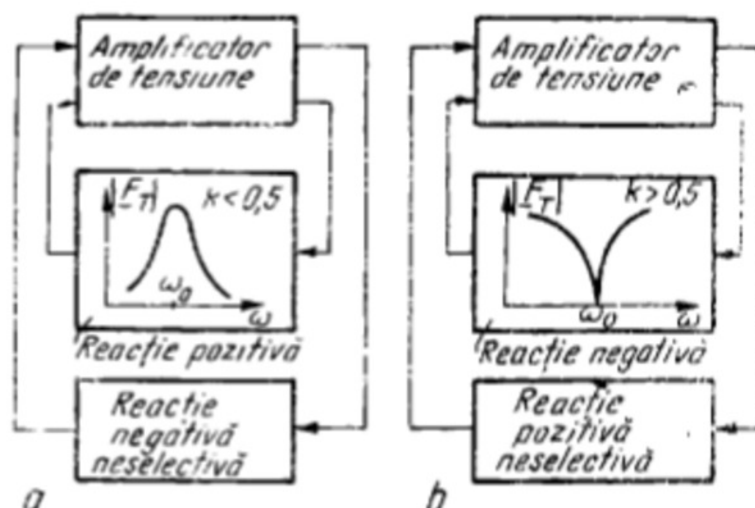


Fig. 16.24

operează ca un filtru trece-bandă ($k < 0,5$), atunci ea poate fi folosită în bucla de reacţie pozitivă a unui oscilator, aşa cum se arată în figura 16.24, *a*. Cînd reţeaua lucrează ca un filtru opreşte-bandă ($k > 0,5$), atunci ea trebuie inclusă în bucla de reacţie negativă: oscilatorul mai necesită o buclă de reacţie pozitivă (neselectivă), aşa cum se arată în figura **16.24**, *b*.

Pentru $\omega = \omega_0$ şi $k < 0,5$, F_T este un număr real, negativ. Reţeaua va fi folosită cu un **amplificator ideal de tensiune,** care va trebui să aibă o amplificare negativă al cărei modul să fie egal cu

$$|\underline{A}_V| = \frac{1}{|\underline{F}_V(j\omega_0)|} = \frac{2k^2 + k + 1}{k(1 - 2k)} = \psi(k). \tag{16.58}$$

Amplificarea are un minim pentru

$$k = k_{opt} = \frac{\sqrt{2} - 1}{2} = 0,207 \cong 0,2 \tag{16.59}$$

şi anume

$$|\underline{A}_V|_{min} = \psi(k_{opt}) = 5 + 4\sqrt{2} = 10,66. \tag{16.60}$$

● Figura 16.25 arată un **oscilator cu amplificator operaţional şi reacţie pozitivă prin reţeaua dublu T** ($k < 0,5$). Bucla de reacţie negativă

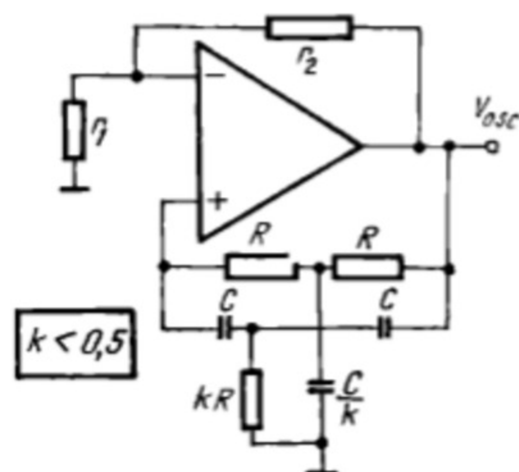


Fig. 16.25

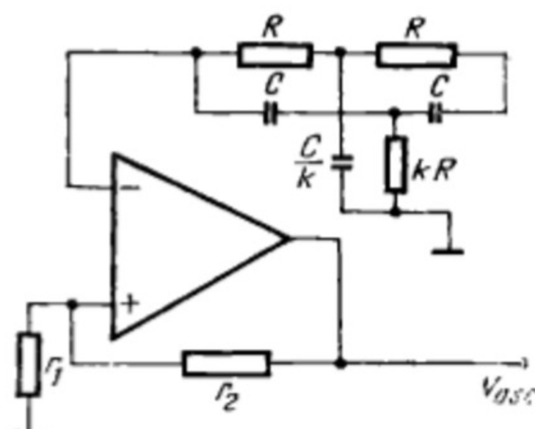


Fig. 16.26

poate fi folosită pentru limitarea amplitudinii de oscilație (r_2 poate fi un termistor).

○ **Notă.** Se poate folosi și o rețea dublu T pentru $k > 0,5$ (tip oprește-bandă) în bucla de reacție negativă, ca în figura 16.26. Dacă limitarea amplitudinii de oscilație se face cu termistor, atunci acesta trebuie plasat în locul lui r_1.

Rețeaua de tip dublu T (modificată) poate fi folosită și cu un amplificator de curent (Anexa 16.2).

Există și alte tipuri de rețele RC (T podit, celule RC trece-sus sau trece-jos în cascadă).

16.5. OSCILATOARE LC

16.5.1. Limitarea amplitudinii de oscilație în oscilatoare LC cu tenzistoare bipolare

În oscilatoarele LC limitarea amplitudinii de oscilație are loc de regulă *pe seama neliniarității caracteristicilor tranzistorului*. În cele ce urmează se studiază un regim de lucru în care semnalul aplicat între bază și emitor (cules de bucla de reacție pozitivă de pe un circuit rezonant) este sinusoidal, iar curentul de colector este puternic distorsionat. Se calculează panta tranzistorului definită în raport cu fundamentala curentului de colector. Se constată că această pantă de semnal mare, care exprimă în fond proprietățile de amplificare ale tranzistorului, scade pe măsură ce amplitudinea semnalului crește. Acest mecanism explică limitarea amplitudinii în oscilatoare LC cu tranzistoare bipolare.

● **Calculul** se bazează pe caracteristica de transfer exponențială a tranzistorului. Pentru un tranzistor *npn* polarizat în regiunea activă normală

$$i_C \cong I_{ES} \exp \frac{qv_{BE}}{kT}. \tag{16.61}$$

Așa cum s-a presupus mai sus,

$$v_{BE}(t) = V_0 + V_1 \cos \omega t. \tag{16.62}$$

Dezvoltînd relația (16.61) cu substituția (16.62), obținem

$$i_C(t) = I_{ES} \exp \frac{qV_0}{kT} \exp (x \cos \omega t), \tag{16.63}$$

unde

$$x = \frac{qV_1}{kT} \tag{16.64}$$

este amplitudinea semnalului normată la kT/q; se ajunge în final la o expresie de forma (Anexa 16.3):

$$i_C(t) = I_{C0} \left(1 + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2\mathbf{I}_n(x)}{\mathbf{I}_0(x)} \cos n\omega t\right), \tag{16.65}$$

unde $\mathbf{I}_n(x)$ este funcţia Bessel modificată de ordin n şi argument x. Se arată că pentru $x \to 0$ $(V_1 \to 0)$ găsim (Anexa 16.3)

$$i_C(t) = I_{C0}(1 + x\cos\omega t) = I_{C0} + g_m V_1 \cos\omega t,$$

deci exact rezultatul aşteptat pentru cazul limită al semnalelor mici ($V_1 \ll kT/q$, $x \ll 1$).

○ **Atragem atenţia** asupra faptului că ne găsim în cadrul unui *model simplificat al tranzistorului*: acesta este descris de un circuit echivalent în care lipseşte conductanţa de ieşire (de exemplu, trebuie să se pună în mod automat $h_{oe} = 0$).

La semnale mari

$$i_C(t) = I_{C0} + i_c(t), \tag{16.66}$$

unde atît I_{C0} cît şi componenta alternativă $i_c(t)$ sînt funcţii neliniare de V_0 şi V_1. Se va presupune însă că *circuitul impune* I_{C0} şi V_1 (iar nu V_0 şi V_1). În aceste condiţii, *panta echivalentă* de semnal mare pentru fundamentala curentului (amplitudine I_{c1}) este

$$\begin{aligned} G_m = \frac{I_{c1}}{V_1} = \frac{1}{V_1} I_{c0} \frac{2\mathbf{I}_1(x)}{\mathbf{I}_0(x)} = \frac{q\mathbf{I}_{C0}}{kT} \cdot \frac{2\mathbf{I}_1(x)}{x\mathbf{I}_0(x)} = \\ = g_m \frac{2\mathbf{I}_1(x)}{x\mathbf{I}_0(x)} = G_m(x) \end{aligned} \tag{16.67}$$

şi se poate defini o pantă normată

$$\frac{G_m(x)}{g_m} = \frac{2\mathbf{I}_1(x)}{x\mathbf{I}_0(x)} = \varphi(x), \tag{16.68}$$

care depinde exclusiv de amplitudinea tensiunii de excitaţie, normată la rîndul ei la kT/q. Dependenţa este reprezentată în figura 16.27. Se constată *scăderea pantei cu creşterea amplitudinii semnalului*, scădere care permite explicarea limitării amplitudinii de oscilaţie prin scăderea amplificării la nivel mai mare de semnal.

La semnal foarte mare $(x \to \infty)$ se obţine următorul rezultat matematic (Anexa 16.3):

$$i_C(t) \cong I_{C0} + 2I_{C0}\cos\omega t + \text{armonici}, \tag{16.69}$$

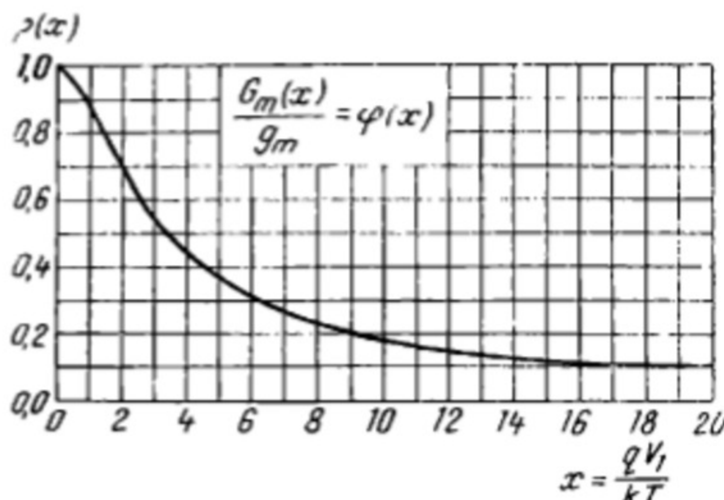


Fig. 16.27

ceea ce arată că amplitudinea fundamentalei se limitează la valoarea $2I_{C0}$ (cu condiția ca tranzistorul să nu se satureze).

○ **Notă.** Modelul de mai sus trebuie aplicat cu atenție. În primul rînd trebuie să verificăm *că circuitul asigură un curent mediu constant de polarizare a tranzistorului*. În al doilea rînd este necesară *verificarea funcționării tranzistorului în afara saturației* (condiție impusă tensiunii de colector).

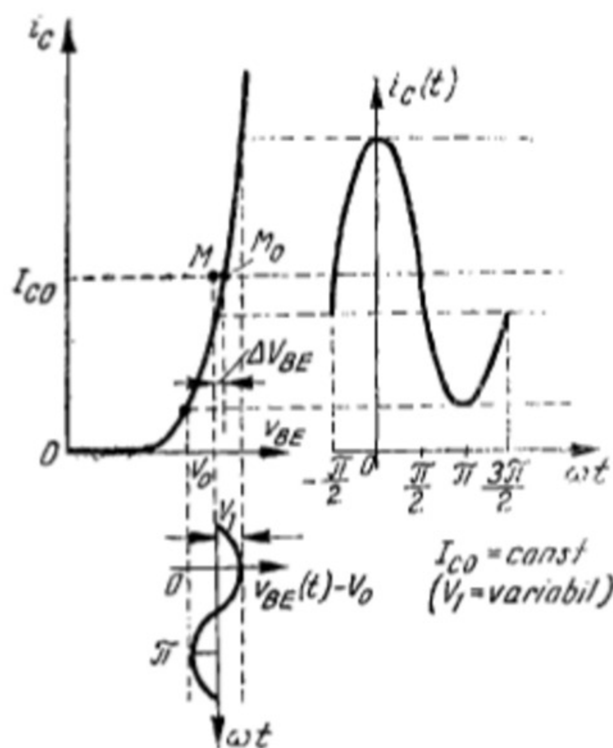


Fig. 16.28

● **O imagine intuitivă a fenomenelor** se obține cu ajutorul figurii 16.28. I_{C0} este curentul de colector mediu impus de circuit. Acesta rămîne neschimbat atunci cînd punctul mediu de funcționare se deplasează din M_0 (pe caracteristica statică, corespunzător funcționării la semnale mici) în M (pentru regimul de semnal mare ilustrat de formele de undă). Tensiunea medie bază-emitor, V_0, scade cu creșterea amplitudinii semnalului (Anexa 16.3), tinzînd să împingă tranzistorul spre tăiere. La amplitudini mai mari ale semnalului, i_C scade într-adevăr foarte mult pentru anumite intervale de timp și se poate admite că tranzistorul este temporar blocat.

16.5.2. Oscilatoare LC cu tranzistoare bipolare și cuplaj prin transformator

● **Principiul de funcționare.** Figura 16.29 reprezintă două scheme de oscilatoare cu circuit rezonant derivație în colector și reacție pozitivă prin cuplaj magnetic (transformator) spre bază. În ambele scheme se

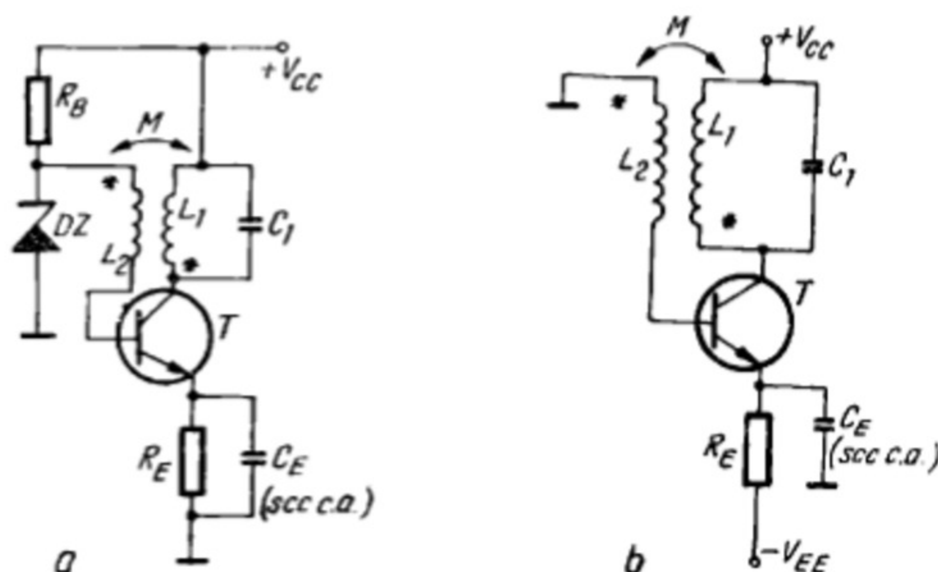


Fig. 16.29

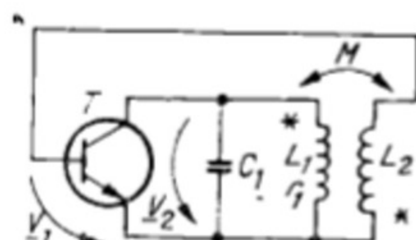


Fig. 16.30

impune un curent mediu de colector practic constant (variația componentei continue a lui v_{BE} cu nivelul semnalului are un efect neglijabil, iar C_E se comportă ca un scurtcircuit). Dacă circuitul rezonant are o selectivitate suficient de ridicată, atunci tensiunea la bornele sale este practic sinusoidală.

Pentru ambele circuite se poate face calculul pe schema echivalentă de curent alternativ din figura 16.30, unde r_1 este rezistența de pierderi a bobinei. Se poate face un studiu exact pe baza ecuațiilor de circuit, înlocuind tranzistorul cu circuitul echivalent de semnal mic. Preferăm însă un *calcul aproximativ*, care are meritul de a îngloba cu ușurință efectele de semnal mare.

Admitem că *frecvența de oscilație* f_{osc} coincide practic cu frecvența de rezonanță a circuitului din colector

$$f_{osc} \cong \frac{\omega_0}{2\pi} = \frac{1}{2\pi\sqrt{L_1 C_1}}, \tag{16.70}$$

iar acesta oferă ca sarcină tranzistorului impedanța rezistivă (Anexa 16.4)

$$Z_0 \cong \frac{L_1}{C_1 r_1}. \tag{16.71}$$

Ca urmare, amplificarea în tensiune a tranzistorului este

$$\underline{A}_V = \frac{\underline{V}_2}{\underline{V}_1} = -G_m \frac{L_1}{C_1 r_1}, \tag{16.72}$$

unde G_m este panta de semnal mare (care a luat locul lui g_m). Rezultatele de mai sus se bazează pe presupunerea unui cuplaj foarte slab între înfășurări. Tensiunea la intrarea tranzistorului se aproximează cu tensiunea electromotoare indusă în secundar*:

$$\underline{V}_1 \cong -j\omega M \underline{I}_L, \tag{16.73}$$

unde

$$\underline{I}_L = \frac{\underline{V}_2}{r_1 + j\omega L_1} \cong \frac{\underline{V}_2}{j\omega L_1}. \tag{16.74}$$

Din relațiile de mai sus rezultă

$$\underline{\beta} = \frac{\underline{V}_1}{\underline{V}_2} \cong -\frac{M}{L_1}, \quad |\underline{\beta}| \ll 1. \tag{16.75}$$

Aplicînd relația Barkhausen $\underline{A}_V \underline{\beta} = 1$, obținem

$$G_m = \frac{r_1 C_1}{M}, \tag{16.76}$$

* Curentul alternativ de bază este de h_{fe} ori mai mic decît cel de colector, care este la rîndul lui de Q ori mai mic decît $\underline{I}_L$. Neglijarea din text presupune deci $L_2 \ll M h_{fe} Q$, condiție ușor de îndeplinit (Q este factorul de calitate, Anexa 16.4).

ceea ce se mai scrie sub forma (v. paragraful 16.5.1)

$$\frac{G_m}{g_m} = \frac{r_1 C_1}{M g_m} = \varphi(x), \quad x = \frac{qV_1}{kT}. \tag{16.77}$$

Condiția de amorsare este

$$g_m = \frac{qI_{C0}}{kT} > \frac{r_1 C_1}{M} \tag{16.78}$$

şi amorsarea poate fi forţată mărind cuplajul magnetic M sau crescînd curentul de polarizare al tranzistorului, I_{C0}. Pentru ca amorsarea să fie posibilă, este necesar ca rezistenţa de pierderi r_1 să nu fie prea mare.

Un efect mult mai puternic decît r_1 îl poate avea rezistenţa de sarcină R_L cuplată în colector. De aceea admitem în continuare că toate „pierderile" asociate circuitului rezonant din colector sînt concentrate într-o rezistenţă paralel egală cu R. La rezonanţă, amplificarea în tensiune se va scrie acum

$$\underline{A}_V = \frac{\underline{V}_2}{\underline{V}_1} = -G_m R. \tag{16.79}$$

Utilizînd şi relaţia (16.75), obţinem condiţia de oscilaţie

$$G_m = \frac{1}{R} \cdot \frac{L_1}{M}, \tag{16.80}$$

care se mai scrie:

$$\frac{G_m}{g_m} = \frac{1}{g_m R} \cdot \frac{L_1}{M} = \varphi(x), \quad x = \frac{qV_1}{kT}. \tag{16.81}$$

Din condiţia de amorsare se deduce un curent de start

$$I_{C0,\,start} = \frac{kT}{q} \cdot \frac{1}{R} \cdot \frac{L_1}{M} \tag{16.82}$$

invers proporţional cu rezistenţa R. Pentru un curent de lucru impus de circuit, rezultă panta de semnal mic g_m şi valoarea particulară a funcţiei $\varphi(x)$. Se poate determina pe această cale (fig. 16.31) amplitudinea de oscilaţie în bază, V_{1osc}. Relaţia (16.75) ne furnizează amplitudinea semnalului în colector.

● Figura 16.32 arată o schemă de curent alternativ pentru un **oscilator cu cuplaj prin transformator care foloseşte tranzistorul în conexiune BC.**

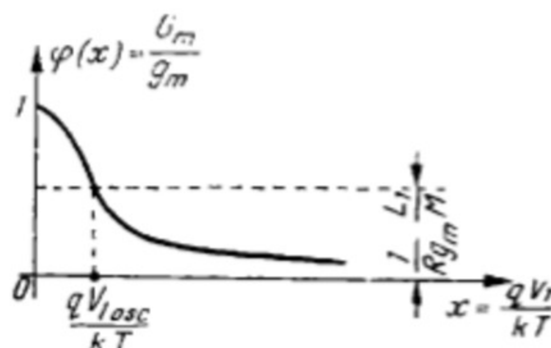


Fig. 16.31

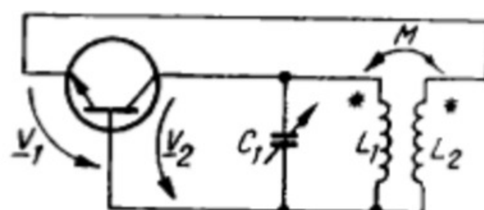


Fig. 16.32

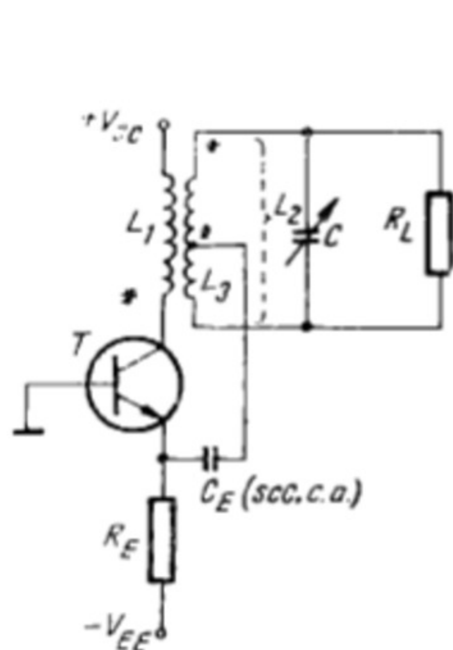


Fig. 16.33

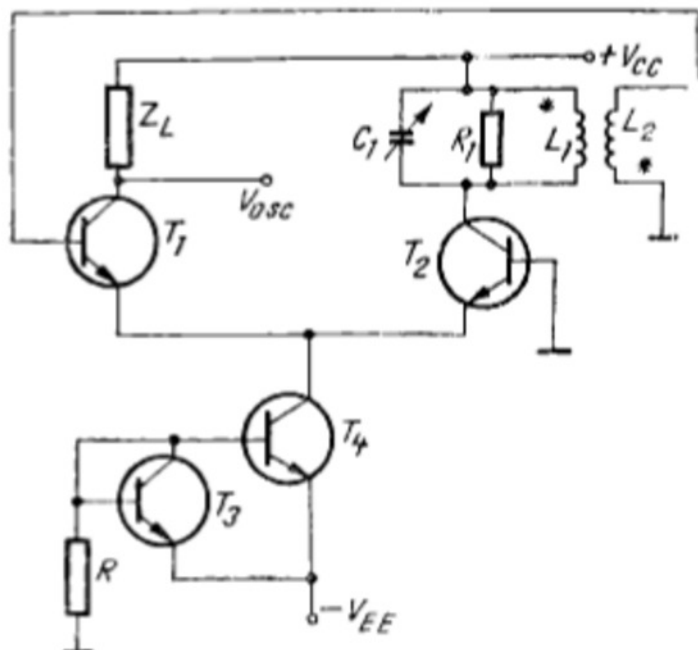


Fig. 16.34

Circuitul rezonant se află în primarul transformatorului. O schemă practică de oscilator cu frecvență variabilă (prin C) a fost reprezentată în figura 16.33. Circuitul rezonant este aici în secundarul transformatorului. Conectarea emitorului se face printr-o priză pe bobină. Pe această cale (Anexa 16.4) se izolează mai bine capacitatea tranzistorului (afectată de variațiile tensiunii de alimentare și ale temperaturii) de circuitul rezonant și se mărește stabilitatea frecvenței de oscilație*.

● O altă schemă interesantă este **oscilatorul cu montaj diferențial** (tranzistoare cuplate în emitor) din figura 16.34. Tranzistoarele T_3 și T_4 asigură polarizarea printr-o sursă de curent. Sarcina se conectează în colectorul lui T_1 și nu afectează bucla de reacție pozitivă. Se poate calcula ușor că amplitudinea curentului alternativ de colector este $g_m V_1/2$, unde V_1 este amplitudinea semnalului din baza primului tranzistor. Această tensiune se împarte între joncțiunile de intrare ale lui T_1 și T_2, astfel încît cele două tranzistoare sînt comandate de tensiuni egale și în antifază, ceea ce face ca

$$i_{c_1}(t) = i_{c_1}(t - T/2) \tag{16.83}$$

(unde T este perioada de oscilație). Pe de altă parte, suma celor doi curenți alternativi este nulă

$$i_{c_1}(t) + i_{c_2}(t) = 0 \tag{16.84}$$

datorită alimentării la curent constant a emitorului comun. De aici rezultă

$$i_{c_1}(t) + i_{c_1}(t - T/2) = 0, \tag{16.85}$$

deci *curentul de colector nu conține armonici pare*. Această proprietate este favorabilă deoarece ușurează filtrajul pe care îl realizează circuitul rezonant (distorsiunile sînt mai reduse).

---

* Această precauție este importantă la frecvențe înalte, acolo unde C are valori mici. Schema este folosită pentru oscilatoarele locale din receptoarele superheterodină.

16.5.3. Oscilatoare „în trei puncte" cu tranzistoare bipolare

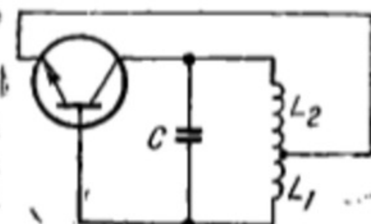


Fig. 16.35

● **Principiul de funcționare.** Cuplajul prin transformator poate fi evitat de exemplu prin utilizarea unei prize pe bobină. Schema din figura 16.32 se modifică așa cum se arată în figura 16.35. O schemă mai generală este cea din figura 16.36, *a*, care poate fi imaginată ca în figura 16.36, *b* și redesenată (cu o rețea de reacție („în π")) ca în figura 16.36, *c*. Această schemă se numește „în trei puncte". Cele trei puncte (fig. 16.36, *b*) sînt chiar bornele tranzistorului.

Înlocuind tranzistorul cu circuitul său echivalent obținem schema din figura 16.37. Dacă admitem $h_{re} = 0$ și $h_{oe} = 0$ și aplicăm condiția Barkhausen, rezultă condiția de oscilație.

$$h_{ie}(\underline{Z}_1 + \underline{Z}_2 + \underline{Z}_3) + h_{fe}\underline{Z}_1\underline{Z}_2 + \underline{Z}_1(\underline{Z}_2 + \underline{Z}_3) = 0. \tag{16.86}$$

Admitem pentru început că impedanțele $\underline{Z}_1$, $\underline{Z}_2$ și $\underline{Z}_3$ sînt *reactanțe pure*. Înlocuim $\underline{Z}_k = jX_k$ $(k = 1, 2, 3)$ în relația (16.86) și găsim

$$X_1 + X_2 + X_3 = 0; \tag{16.87}$$

$$h_{fe} = \left.\frac{X_1}{X_2}\right|_{\omega=\omega_{osc}}. \tag{16.88}$$

Relația (16.87) permite determinarea *frecvenței de oscilație*, ω_{osc}. Din (16.88) rezultă valoarea minimă a lui h_{fe} necesară pentru *amorsarea oscilațiilor*.

○ **Observație.** Evident, X_1 și X_2 sînt de același semn în timp ce X_3 este de semn opus primelor două. Rezultă existența a **două tipuri**

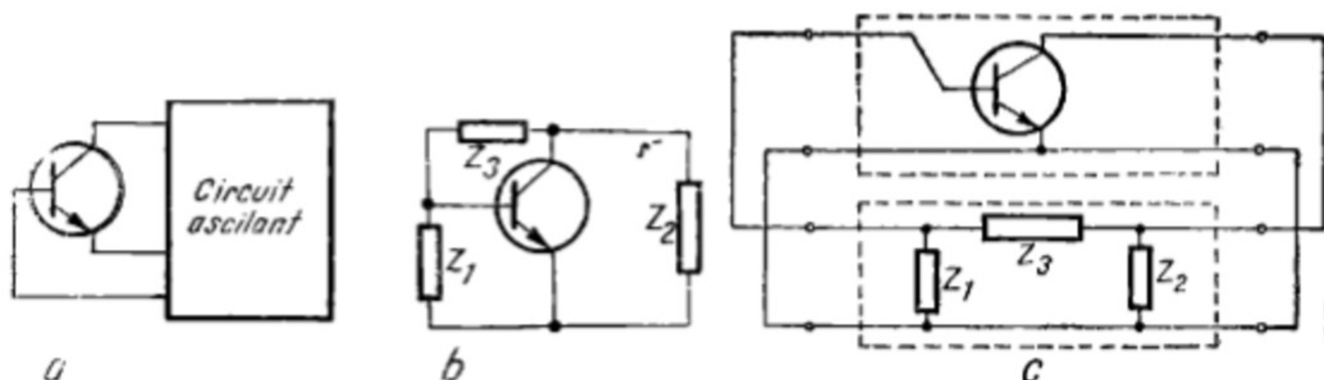


Fig. 16.36

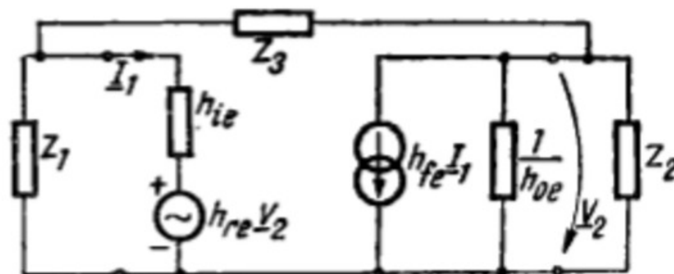


Fig. 16.37

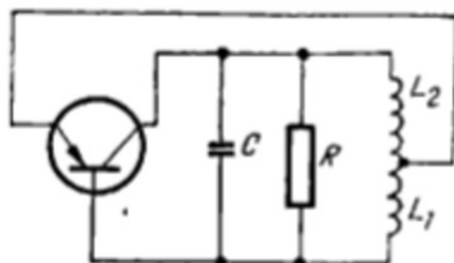


Fig. 16.38

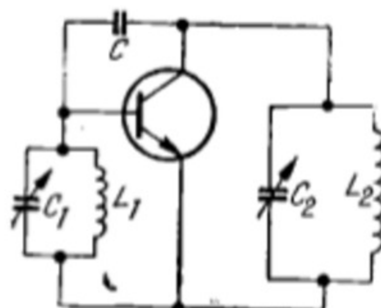


Fig. 16.39

principale de oscilatoare „în trei puncte". În primul caz $X_3 < 0$ şi X_1, $X_2 > 0$ *(schemă Hartley)*. Oscilatorul din figura 16.35 se încadrează în această categorie. În al doilea caz: $X_3 > 0$, X_1 şi X_2 sînt negative *(schemă Colpitts)*.

Condiţia (16.87) se dovedeşte a fi adecvată pentru calculul frecvenţei, în timp ce condiţia de amorsare (16.88) nu este satisfăcătoare. Principala problemă este aceea că nu a fost luat în considerare efectul sarcinii, conectate de regulă între colector şi emitor. Putem corecta acest lucru punînd

$$\frac{1}{\underline{Z}_2} = \frac{1}{jX_2} + \frac{1}{R}. \tag{16.89}$$

Pentru ca formulele să rămînă simple, vom face presupunerea că $h_{ie} \gg \gg |\underline{Z}_1|$ şi efectul său poate fi neglijat. Se obţine fie din (16.86), fie prin calcul direct, o nouă formă a condiţiei de oscilaţie:

$$G_m \underline{Z}_1 \underline{Z}_2 + (\underline{Z}_1 + \underline{Z}_2 + \underline{Z}_3) = 0 \tag{16.90}$$

(G_m este panta de semnal mare). Cu $\underline{Z}_1 = jX_1$, $\underline{Z}_2 = jX_2$ reobţinem condiţia (16.87) care determină frecvenţa de oscilaţie. Condiţia (16.88) se înlocuieşte cu

$$G_m = \frac{1}{R} \cdot \frac{X_2}{X_1} \tag{16.91}$$

şi se poate obţine pe această cale atît curentul de polarizare necesar amorsării oscilaţiilor, cît şi amplitudinea de oscilaţie în regim permanent.

Concluziile de mai sus privind existenţa a două tipuri de oscilatoare în trei puncte: Colpitts şi Hartley rămîn valabile.

● Pentru **oscilatorul Hartley** cu schema de curent alternativ din figura 16.41 se obţine* *frecvenţa de oscilaţie*

$$f_{osc} = \frac{1}{2\pi\sqrt{(L_1 + L_2)C}} \tag{16.92}$$

şi *condiţia de amorsare*

$$g_m = \frac{qI_{C0}}{kT} > \frac{1}{R} \cdot \frac{L_2}{L_1}. \tag{16.93}$$

Curentul de amorsare depinde de poziţia prizei pe bobină, de rezistenţa de sarcină şi ... de temperatură.

---

* Se neglijează cuplajul mutual între cele două secţiuni ale bobinei.

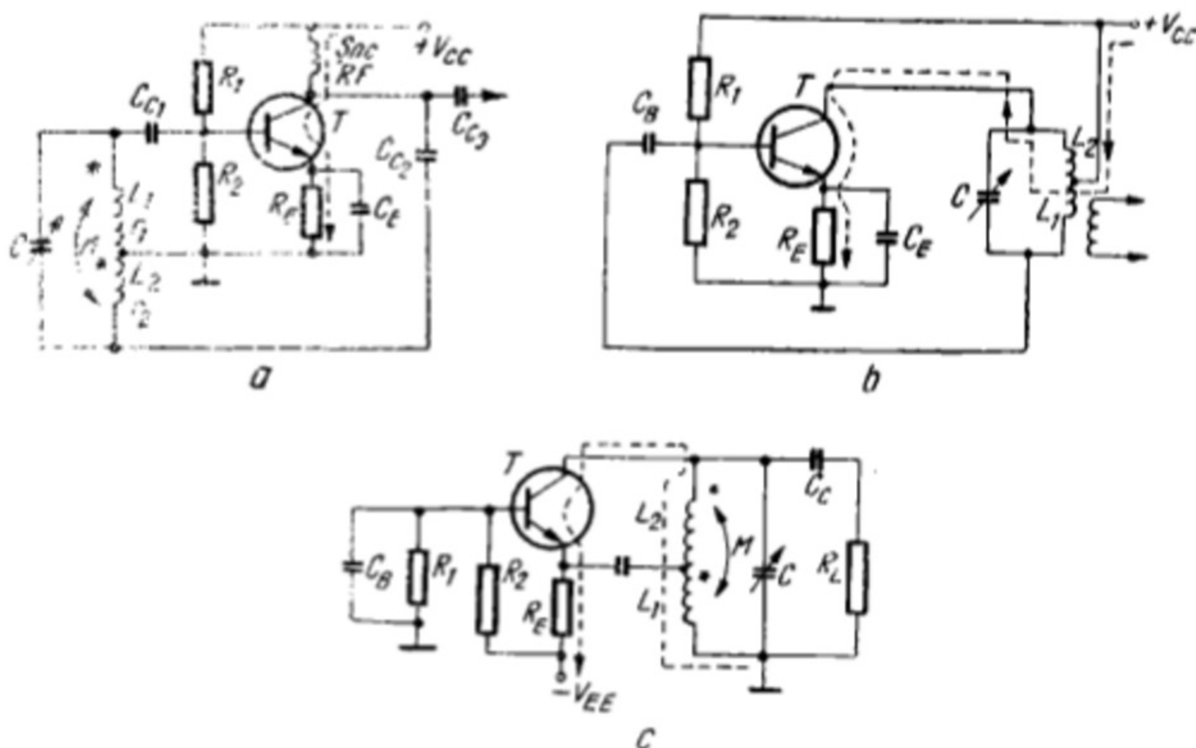


Fig. 16.40

Schema din figura 16.39 reprezintă un oscilator Hartley în care reactanțele inductive sînt asigurate de două circuite rezonante derivație care lucrează dezacordate inductiv (la o frecvență puțin mai mică decît frecvența lor de rezonanță). Frecvența de oscilație se ajustează automat pentru a asigura îndeplinirea condiției de fază.

Alimentarea tranzistorului se poate face în variantele *serie* (fig. 16.40, *b* și *c*) (curentul principal trece prin circuitul acordat) sau *paralel* (fig. 16. 40,*a*) (caz în care se folosește un șoc de radiofrecvență pentru a evita scurtcircuitarea la masă prin sursa de alimentare). Toate condensatoarele sînt scurtcircuite, cu excepția lui *C*. Se asigură un curent de polarizare constant, urmînd ca amplitudinea să se limiteze prin intrarea în tăiere, așa cum s-a arătat mai sus.

Schemele Hartley sînt folosite pentru oscilatoarele de frecvență variabilă pînă la frecvențe de ordinul a 100 MHz. *Reglarea frecvenței* se face prin condensatorul *C*.

Modificarea poziției prizei pe bobină nu se folosește deoarece schimbă amplitudinea oscilației (prin relația 16.91).

● La frecvențe mai înalte se manifestă efectul de scurtcircuitare a bobinelor de către capacitățile parazite din schemă (inclusiv ale tranzistorului). În aceste condiții se preferă **varianta Colpitts a oscilatorului în trei puncte.** Folosind o bobină și două condensatoare ($X_3 > 0$, X_1, $X_2 < 0$) obținem schema de bază din figura 16.44.

În schema Colpitts, *frecvența de oscilație* este

$$f_{osc} = \frac{1}{2\pi\sqrt{L\,\frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2}}}. \qquad (16.94)$$

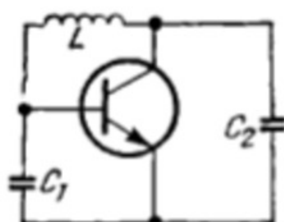


Fig. 16.41

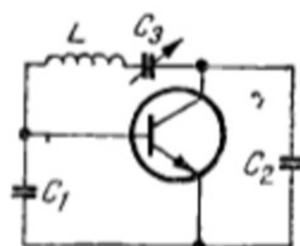


Fig. 16.42

Ea poate fi modificată fie prin folosirea unei bobine cu inductanță variabilă, fie prin reglarea simultană a celor două condensatoare, C_1 și C_2, astfel încît raportul capacităților să rămînă constant și amplitudinea de oscilație să nu se modifice (a se vedea discuția similară pentru schema Hartley). Se folosește un dublu condensator variabil.

Schema Clapp. La frecvențe foarte înalte (sute de MHz) este necesar să se folosească capacități foarte mici, a căror valoare devine comparabilă cu cea a capacităților parazite din montaj. Deosebit de supărătoare sînt capacitățile tranzistorului: ele apar în paralel pe capacitățile C_1 și C_2 și introduc o dependență importantă a frecvenței de oscilație de tensiunea de alimentare și de temperatură. Acest dezavantaj este evitat în schema Clapp, în care L s-a înlocuit cu un circuit rezonant serie (fig. 16.42). Aplicînd din nou condiția de oscilație pentru cazul

$$\underline{Z}_1 = \frac{1}{j\omega C_1}, \quad \underline{Z}_2 = \frac{1}{j\omega C_2}, \quad \underline{Z}_3 = j\omega L + \frac{1}{j\omega C_3}, \tag{16.95}$$

găsim valoarea *frecvenței de oscilație*:

$$f_{osc} = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}, \quad \frac{1}{C} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \frac{1}{C_3}. \tag{16.96}$$

Alegînd aici C_1, $C_2 \gg C_3$ obținem

$$C \lesssim C_3, \; f_{osc} \gtrsim \frac{1}{2\pi\sqrt{LC_3}} \tag{16.97}$$

deci circuitul rezonant serie lucrează, într-adevăr, dezacordat inductiv.

Frecvența de oscilație depinde practic numai de C_3 și poate fi reglată comod. Efectul capacităților parazite ale tranzistorului este de două ori mascat. În primul rînd ele apar în paralel cu C_1 și C_2, care pot fi alese acum mari (nF, zeci de nF) chiar la frecvențe de oscilație ridicate. În al doilea rînd, C_1 și C_2 sînt la rîndul lor puțin importante în determinarea frecvențelor de oscilație.

Figura 16.43 reprezintă **scheme de tip Colpitts** (*a*, *b*) și Clapp (*c*) cu alimentare serie (*b*) sau paralel (*a*, *c*), avînd sarcina cuplată inductiv (*a*) sau capacitiv (*b*, *c*). Condensatoarele C_E, C_B, C_C sînt scurtcircuite la frecvența de lucru, schema din figura 16.43, *c* folosește un șoc de radiofrecvență.

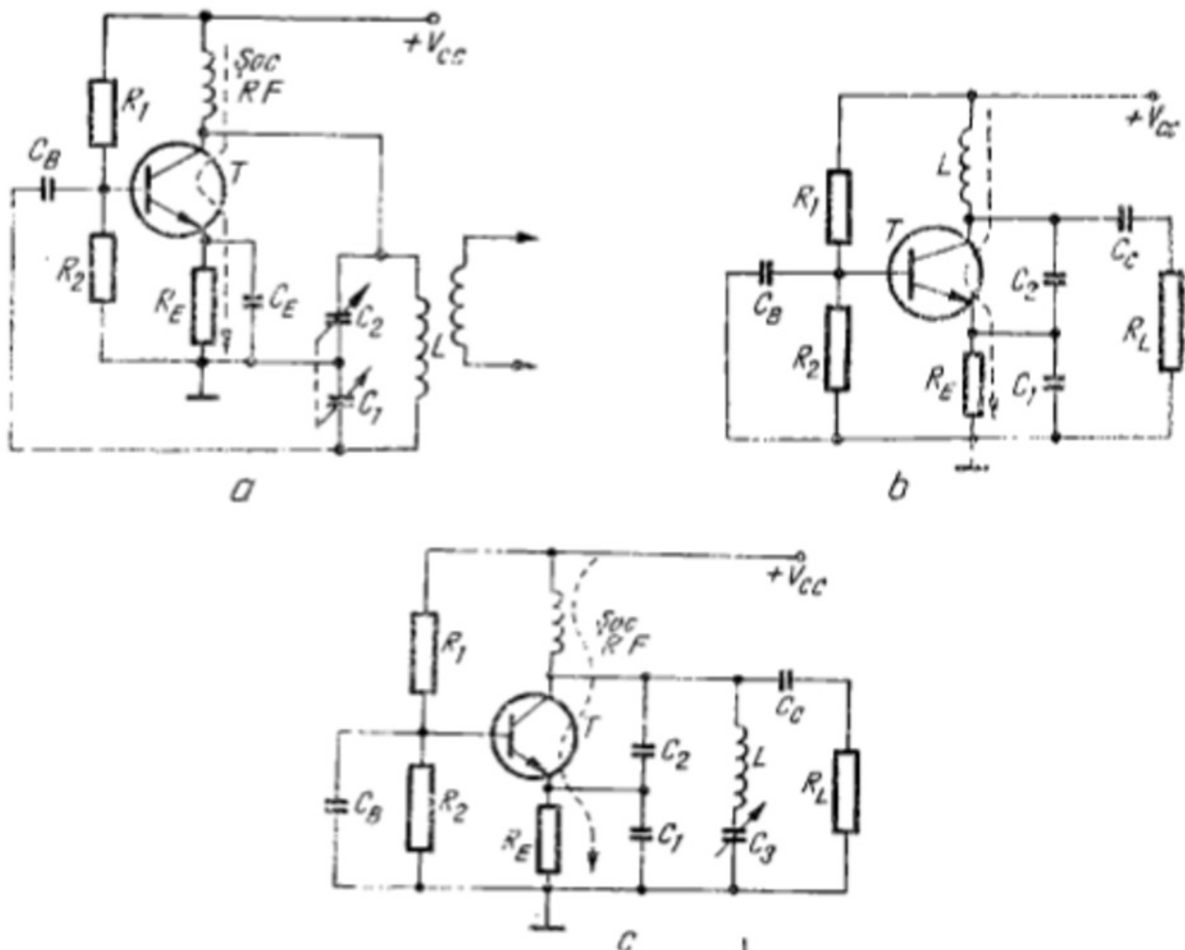


Fig. 16.43

16.5.4. Polarizarea dinamică în oscilatoarele cu tranzistoare cu efect de cîmp

Schema din figura 16.44 folosește pentru amplificare un tranzistor cu efect de cîmp.

● **Amplasarea circuitului rezonant la intrare** aduce anumite avantaje:

— datorită impedanței de intrare mari a TEC-ului, acesta nu amortizează apreciabil oscilațiile din circuitul acordat, permițînd un factor de calitate ridicat;

— dacă $M \ll L_2$, impedanța de ieșire a tranzistorului se reflectă într-o mică măsură în circuitul acordat, cu același efect ca mai sus;

— tranzistorul poate lucra cu o amplificare în tensiune relativ mică, ceea ce reduce efectul capacității drenă-poartă (efect Miller).

● În oscilatoarele cu TECJ se folosește larg **tehnica de polarizare dinamică pentru polarizarea porții.** În regim static (fără oscilații în circuit) poarta este la potențial zero față de sursă și amplificarea de semnal mic este maximă (ceea ce permite amorsarea ușoară a oscila-

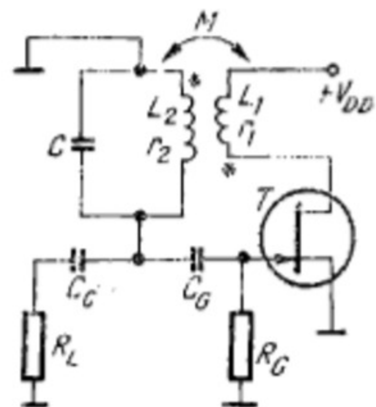


Fig. 16.44

ţiilor). Odată cu apariţia şi creşterea semnalului din circuit, poarta este polarizată în sensul blocării de o tensiune obţinută prin redresarea (detecţia) acestui semnal.

În figura 16.44, circuitul de polarizare dinamică este format din C_G, R_G şi joncţiunea *pn* pe care o oferă tranzistorul între poartă şi sursă. Se presupune că acest circuit (redesenat în figura 16.45, *a*) este excitat de o tensiune sinusoidală (oscilaţia la bornele circuitului rezonant din figura 16.44. În alternanţa pozitivă condensatorul C_G se încarcă cu polaritatea indicată prin dioda de intrare, deschisă. Atunci cînd această diodă se blochează, tensiunea la bornele condensatorului se menţine practic constantă, cu condiţia ca

$$fC_GR_G \gg 1, \tag{16.98}$$

unde $f = \omega/2\pi$ este frecvenţa oscilaţiei. În aceste condiţii devine clar că dioda se va deschide de fapt numai un interval de timp foarte scurt, numai pe „vîrful" semnalului aplicat. Tensiunea la bornele condensatorului va fi cvasicontinuă şi de mărime aproape egală cu amplitudinea V_1 (fig. 16.45, *a*); pentru simplitate, se neglijează tensiunea de deschidere a diodei. Poarta tranzistorului va fi negativată de tensiunea $-V_0(V_0 \cong \cong V_1)$ care apare la bornele condensatorului.

Menţionăm fără demonstraţie următoarea proprietate a circuitului din figura 16.45: *impedanţa care o oferă pe fundamentala curentului absorbit este egală cu $R_G/3$* (presupunînd că este satisfăcută inegalitatea (16.98) — figura 16.45, *b*).

● **Limitarea amplitudinii de oscilaţie** este strîns legată de polarizarea dinamică. Într-adevăr, aşa cum se arată în figura 16.46, semnalul $v_{GS}(t)$ este limitat superior la $v_{GS} = 0$ de deschiderea joncţiunii poartă-sursă. Deoarece

$$i_D(t) = I_M\left[1 - \frac{v_{GS}(t)}{V_T}\right]^2, \quad V_T < 0 \tag{16.99}$$

şi componenta alternativă a lui $v_{GS}(t)$ are amplitudinea V_1 limitată la V_0, putem scrie

$$v_{GS}(t) = -V_0 + V_1 \cos \omega t \cong V_1(\cos \omega t - 1) \tag{16.100}$$

şi ca urmare

$$\frac{i_D(t)}{I_M} = \left[1 + \frac{V_1}{(-V_T)} (\cos \omega t - 1)\right]^2. \tag{16.101}$$

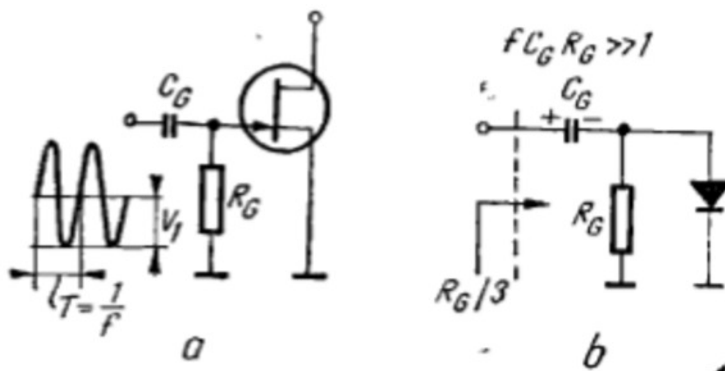


Fig. 16.45

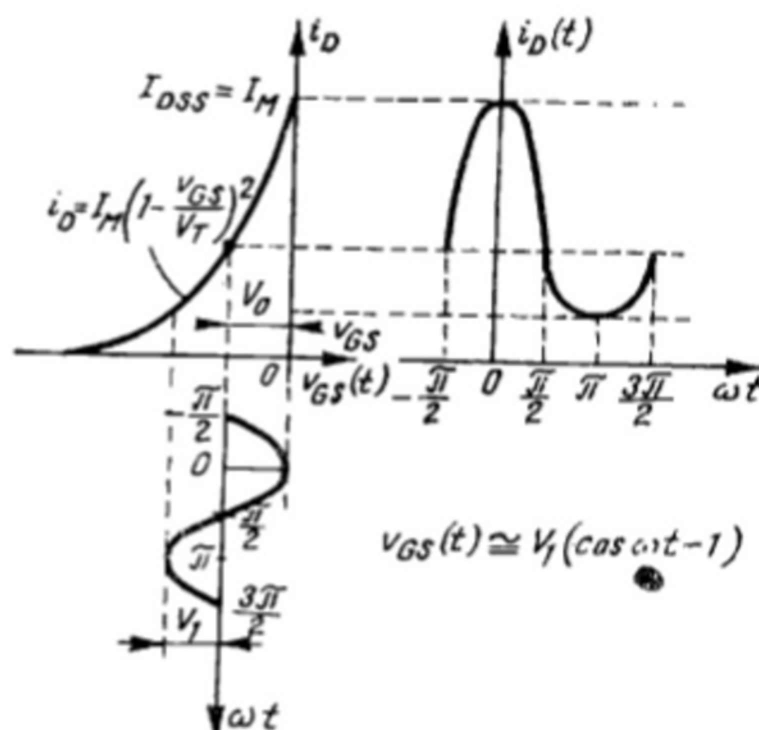


Fig. 16.46

○ **Observație.** Deși curentul $i_D(t)$ este *nesinusoidal*, totuși tensiunea la bornele circuitului derivație va fi aproape sinusoidală deoarece oscilația de frecvență ω are loc practic pe frecvența de rezonanță a acestui circuit.

Curentul $i_D(t)$ obținut din dezvoltarea (16.101) are o componentă continuă, I_0, o fundamentală de amplitudine I_1 și armonica a doua, de amplitudine I_2. Această dezvoltare este valabilă numai atît timp cît $v_{GS}(t) >$ $> V_T$ pentru orice t (funcționare în clasa A). Pe intervalele în care $v_{GS}(t) \leqslant$ $\leqslant V_T$ vom considera, bineînțeles, $i_D(t) = 0$. Curentul va avea o formă de undă limitată de intrarea în tăiere ; ca urmare, vor apărea și alte armonici.

Figura 16.47 reprezintă variația componentei continue, a fundamentalei și a armonicii a doua (toate normate la I_M) în funcție de amplitudinea tensiunii alternative aplicate la intrarea tranzistorului, V_1 (normată la $-V_T$). În limita aproximațiilor făcute, aceste curbe sînt universale (nu depind de nici un parametru). Este caracteristic faptul că fundamentala curentului crește cu amplitudinea semnalului numai pentru funcționare în clasa A. Odată cu intrarea în tăiere, amplitudinea fundamentalei scade. Mai observăm că sub acțiunea polarizării dinamice punctul mediu de funcționare se deplasează continuu spre curenți mai mici.

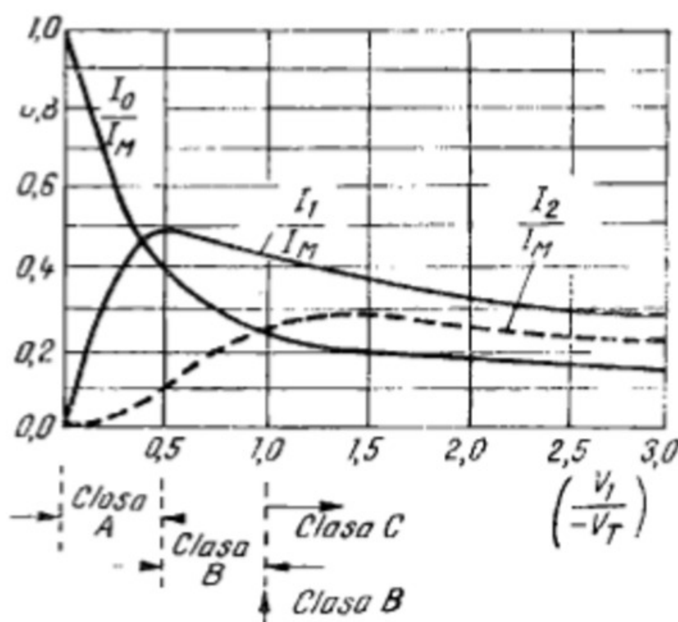


Fig. 16.47

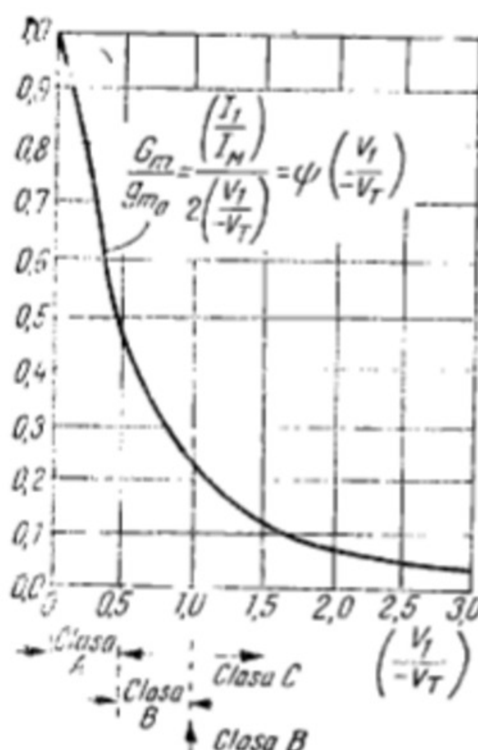


Fig. 16.48

Panta de semnal mic

$$g_m = \frac{\partial i_D}{\partial v_{GS}} = \frac{2I_M}{(-V_T)}\left(1 - \frac{v_{GS}}{V_T}\right) \tag{16.102}$$

are valoarea maximă, g_{m0}, pentru $v_{GS} = 0$:

$$g_{m0} = g_m\Big|_{v_{GS}=0} = \frac{2I_M}{(-V_T)}. \tag{16.103}$$

Definim o *pantă de semnal mare* corespunzătoare fundamentalei curentului i_D:

$$G_m = \frac{I_1}{V_1} = \frac{2(I_1/I_M)\cdot I_M}{2(-V_T)(V_1/-V_T)} = \tag{16.104}$$

$$= \frac{g_{m0}(I_1/I_M)}{2(V_1/-V_T)}$$

şi o normăm la valoarea maximă a pantei de semnal mic:

$$\frac{G_m}{g_{m0}} = \frac{I_1/I_M}{2(V_1/-V_T)} = \Psi\left(\frac{V_1}{-V_T}\right), \tag{16.105}$$

obţinînd o funcţie bine determinată (fig. 16.48) de amplitudinea semnalului aplicat, normată la tensiunea prag a tranzistorului.

Reamintim că tot acest calcul este compatibil cu neglijarea rezistenţei de drenă a tranzistorului, deci cu un circuit echivalent de curent alternativ ultrasimplificat, reprezentat în figura 16.49. Schema echivalentă a oscilatorului înglobează rezistenţa de sarcină R_L şi odată cu ea şi eventualele pierderi ale bobinei L_2. Rezistenţa de pierderi r_1 a bobinei L_1 se neglijează. Introducem notaţia

$$G'_L = G_L + G'_G = \frac{1}{R_L} + \frac{3}{R_G}. \tag{16.106}$$

Admitem de la început

$$\omega_{osc} \cong \omega_0 \cong \frac{1}{\sqrt{L_2C}}. \tag{16.107}$$

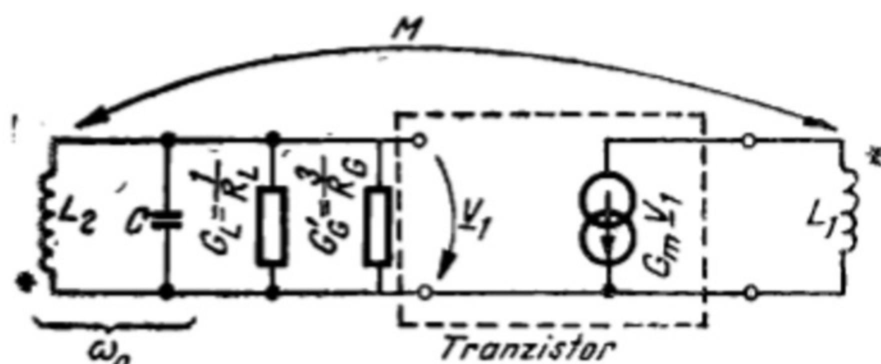


Fig. 16.49

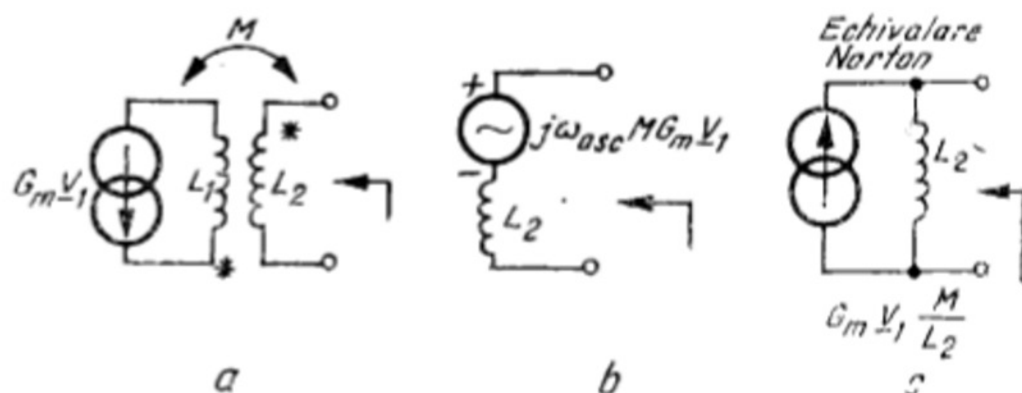


Fig. 16.50

Echivalînd circuitul privit la stînga lui C avem, succesiv reprezentările din figura 16.50. În final, toată schema se reduce la cea din figura 16.51. Avem

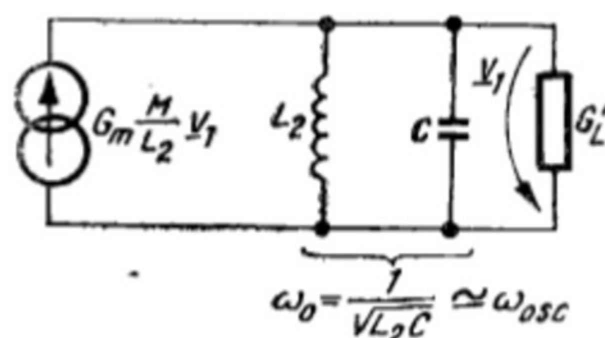


Fig. 16.51

$$G_m = \frac{L_2}{M} G_L' = \frac{L_2}{M}(G_L + G_G') = \frac{L_2}{M}\left(\frac{1}{R_L} + \frac{3}{R_G}\right) \tag{16.108}$$

și calculul amplitudinii de oscilație se poate face pe baza relației:

$$\frac{G_m}{g_{m0}} = \frac{1}{g_{m0}} \cdot \frac{L_2}{M}\left(\frac{1}{R_L} + \frac{3}{R_G}\right) = \Psi\left(\frac{V_1}{-V_T}\right). \tag{16.109}$$

16.5.5. Oscilatoare „în trei puncte" cu tranzistoare cu efect de cîmp

● **Principiul de funcționare.** Schema generală este reprezentată în figura 16.52, *a*. Aplicînd condiția Barkhausen $\underline{A}_V\underline{\beta} = 1$, unde (fig. 16.52, *b*)

$$\underline{A}_V = \frac{\underline{V}_2}{\underline{V}_1} = \frac{-g_m\underline{Z}_L}{1 + g_d\underline{Z}_L}, \quad \underline{Z}_L = \frac{\underline{Z}_2(\underline{Z}_1 + \underline{Z}_3)}{\underline{Z}_1 + \underline{Z}_2 + \underline{Z}_3}; \tag{16.110}$$

$$\underline{\beta} = \frac{\underline{V}_1}{\underline{V}_2} = \frac{\underline{Z}_1}{\underline{Z}_1 + \underline{Z}_3}. \tag{16.111}$$

rezultă:

$$G_m\underline{Z}_1\underline{Z}_2 + g_d\underline{Z}_2(\underline{Z}_1 + \underline{Z}_3) + (\underline{Z}_1 + \underline{Z}_2 + \underline{Z}_3) = 0 \tag{16.112}$$

Presupunînd $\underline{Z}_k = \mathrm{j}X_k$, găsim

$$X_1 + X_2 + X_3 = 0, \tag{16.113}$$

$$\frac{g_m}{g_d} = \frac{X_2}{X_1}. \tag{16.114}$$

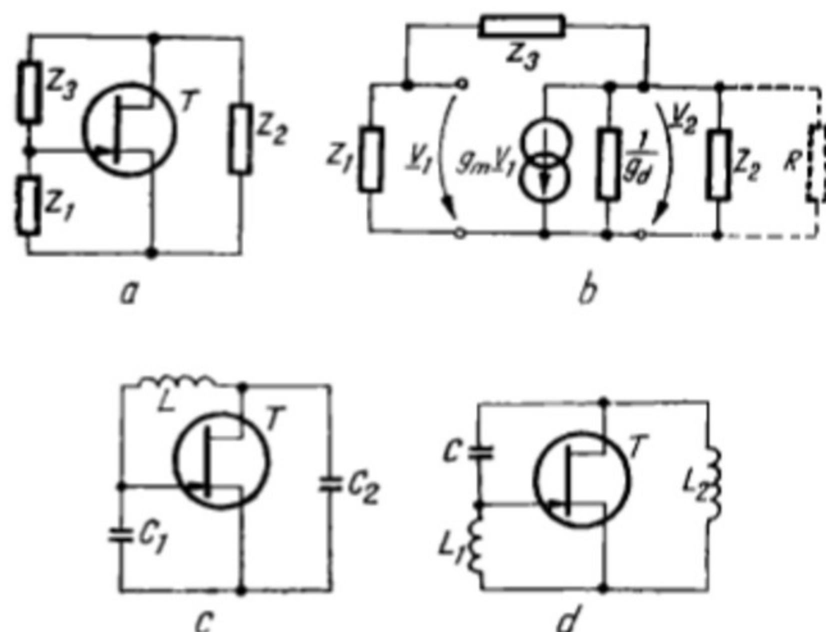


Fig. 16.52

De obicei, în paralel cu $\underline{Z}_2 = jX_2$ circuitul introduce o rezistență R care poate fi mult mai mică decît rezistența de drenă $r_d = 1/g_d$ cu care apare în paralel. Condiția (16.114) va fi înlocuită cu

$$g_m = \frac{1}{R} \cdot \frac{X_2}{X_1}. \tag{16.115}$$

Dacă se aplică polarizarea dinamică, atunci înlocuind g_m cu G_m obținem o relație „de semnal mare"

$$\frac{G_m}{g_m} = \frac{1}{g_m R} \cdot \frac{X_2}{X_1} = \Psi\left(\frac{V_1}{-V_T}\right), \tag{16.116}$$

care permite determinarea amplitudinii de oscilație.

Distingem și aici cazul *oscilatoarelor Colpitts* (fig. 16.52, *c*) descrise de ecuațiile

$$f_{osc} = \frac{1}{2\pi \sqrt{L \dfrac{C_1 C_2}{C_1 + C_2}}}; \; G_m = \frac{1}{R} \cdot \frac{C_1}{C_2} \tag{16.117}$$

și cazul *oscilatoarelor Hartley* (fig. 16.52, *d*), pentru care

$$f_{osc} = \frac{1}{2\pi \sqrt{(L_1 + L_2)C}}; \; G_m = \frac{1}{R} \cdot \frac{L_2}{L_1}. \tag{16.118}$$

● Figura 16.53 reprezintă **scheme de principiu de oscilatoare „în trei puncte"** cu tranzistoare cu efect de cîmp. Este vorba de oscilatoare Colpitts (fig. 16.53, *a*, *b*) și Hartley (fig. 16.53, *c*, *d*).

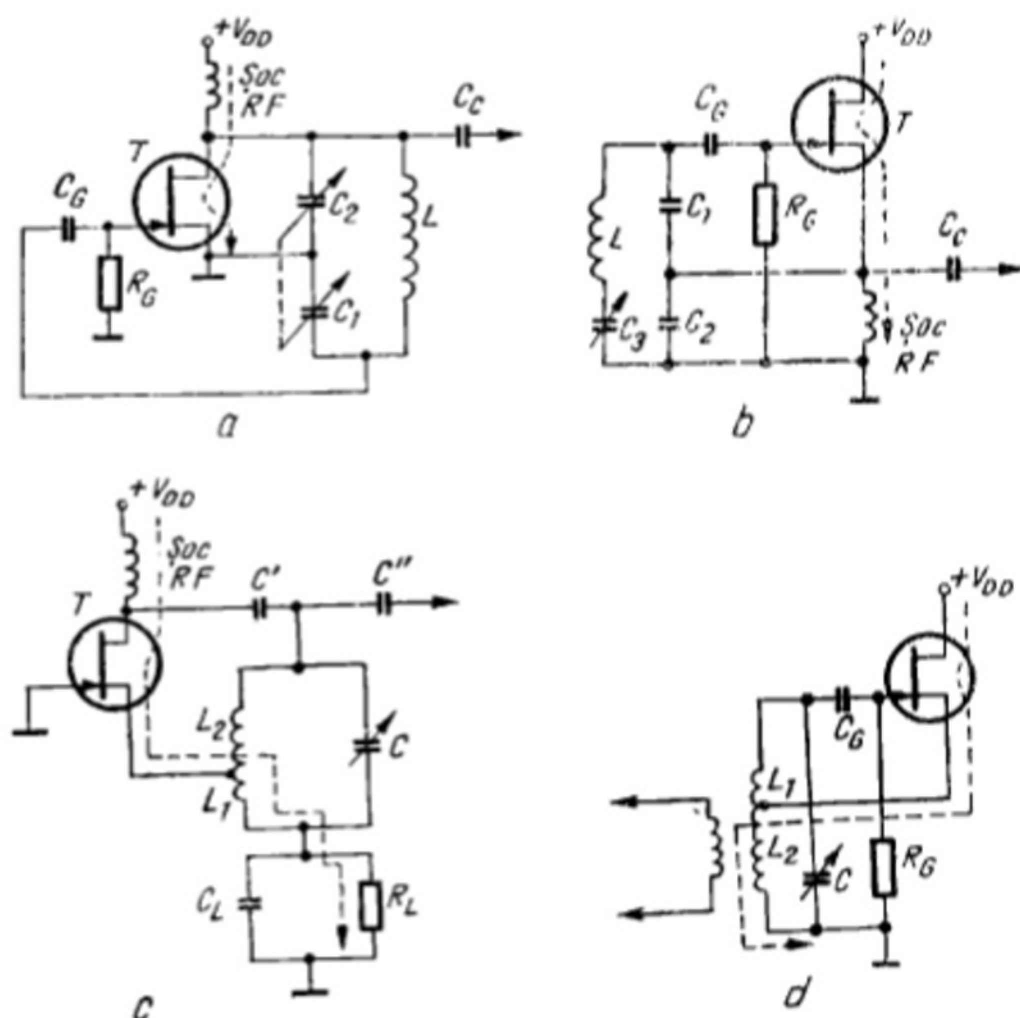


Fig. 16.53

16.6. STABILITATEA FRECVENȚEI DE OSCILAȚIE

16.6.1. Generalități

Stabilitatea frecvenței oscilatorului este necesară în majoritatea aplicațiilor (aparatură de măsurat, telecomunicații ș.a.).

Stabilitatea relativă a frecvenței este apreciată prin *raportul între variația frecvenței datorită unor cauze oarecare și valoarea nominală a frecvenței de oscilație* ($\Delta f/f_{osc}$) și are valori de ordinul $10^{-7} - 10^{-3}$.

Se poate vorbi de o stabilitate *pe termen scurt* (de ordinul orelor, după un regim inițial, de pornire a oscilatorului) și de o stabilitate *pe termen lung*. Ultima este afectată de variația foarte lentă în timp a unor parametri de material (îmbătrînire) și nu ne interesează aici.

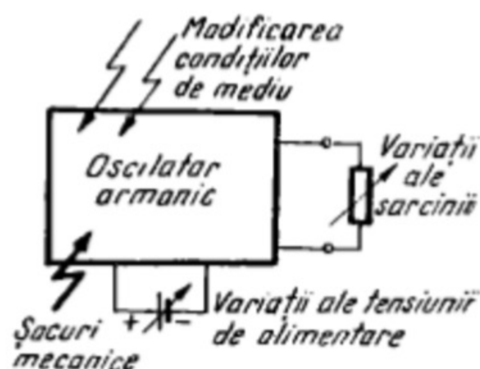


Fig. 16.54

Cauzele instabilității pe termen scurt sînt indicate în figura 16.54. Se pot indica **remedii generale**, cum ar fi:

— *termostatarea și etanșarea circuitului* pentru reducerea efectului condițiilor de mediu;

— utilizarea unui *etaj separator*, de mare impedanță de intrare (de pildă, un repetor pe emitor), între oscilatorul propriu-zis și sarcină, pentru reducerea efectului variației sarcinii;

— *stabilizarea surselor de alimentare;*

— *proiectarea și execuția îngrijită a circuitului*, pentru a evita efectul șocurilor, cuplajelor parazite, etc.

În context ne interesează principiile generale care determină opțiunile proiectantului pentru un anumit tip de schemă.

Pentru a ușura prezentarea, vom introduce o clasificare a variațiilor frecvenței în „directe" și „indirecte".

16.6.2. Stabilitatea „directă"

Stabilitatea „directă" a frecvenței *este legată de variația parametrilor esențiali care determină frecvența de oscilație.* Variația frecvenței poate fi estimată pe baza cunoașterii variației acestor parametri.

S-a arătat că frecvența unui oscilator LC este în general de forma

$$f_{osc} \cong \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} = \frac{\omega_{osc}}{2\pi}, \qquad (16.119)$$

unde L și C sînt o inductanță și respectiv o capacitate echivalentă pentru un circuit dat. Pentru variații mici putem scrie

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_{osc}} = \frac{1}{\omega_{osc}}\left(\frac{\partial\omega_{osc}}{\partial L}\Delta L + \frac{\partial\omega_{osc}}{\partial C}\Delta C\right) = -\frac{1}{2}\left(\frac{\Delta L}{L} + \frac{\Delta C}{C}\right). \qquad (16.120)$$

Se observă, de exemplu, că o scădere de numai 1% a inductanței L determină o creștere de 0,5% a frecvenței de oscilație.

O expresie mai exactă a frecvenței de oscilație indică o **dependență** mai complicată **a frecvenței de parametrii circuitului,** inclusiv de parametrii circuitului echivalent (semnal mic, frecvențe joase) ai tranzistorului. Aceasta rezultă, în cazul oscilatoarelor LC, din faptul că oscilațiile nu au loc chiar pe frecvența de rezonanță a circuitului LC și f_{osc} nu este determinat exclusiv de acest circuit. Remediul constă în *artificii de circuit care să reducă cuplajul tranzistorului cu circuitul acordat.* Un exemplu îl constituie utilizarea prizei pe bobină (Anexa 16.4) în schema din figura 16.33. Montajul poate fi modificat ca în figura 16.55 (se introduc reactanțe suplimentare în serie cu baza sau cu colectorul) pentru a face ca frecvența de lucru să nu mai depindă de parametrii tranzistorului. Există formule de calcul pentru aceste elemente de compensare. Se va prevedea însă și un reglaj experimental al acestora.

○ **Notă.** Metoda este aplicabilă numai în cazul oscilatoarelor de frecvență fixă.

Efectul variației impedanței de sarcină poate fi redus prin reducerea cuplajului cu oscilatorul. Acesta din urmă trebuie totuși să furnizeze o

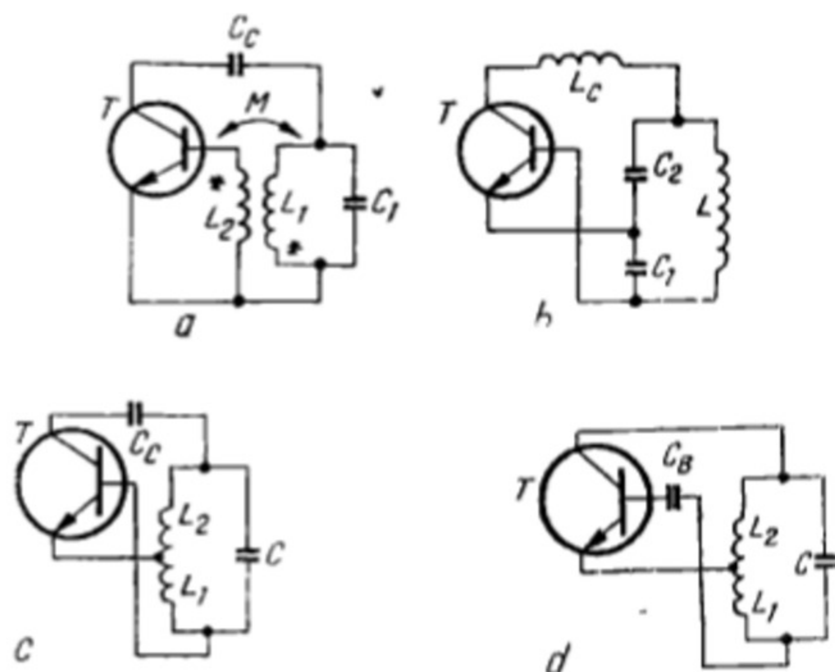


Fig. 16.55

putere în sarcină. Se introduce un *etaj separator*: acesta un etaj tampon care încarcă foarte puțin oscilatorul propriu-zis, dar amplifică semnalul în putere pentru a comanda sarcina.

16.6.3. Stabilitatea „indirectă". Un criteriu de stabilitate

Variațiile „indirecte" ale frecvenței *rezultă datorită reactanțelor parazite* a căror mărime este practic necunoscută și un calcul al efectului lor asupra frecvenței este imposibil. Uneori este convenabil să introducem în această categorie *și reactanțele corespunzătoare dispozitivelor electronice*, deoarece datorită dependenței lor de frecvență, nivelul semnalului, tensiunea de alimentare și temperatură, ele sînt destul de imprecis cunoscute.

○ **Menționăm că** *dispersia* parametrilor face utilizarea datelor de catalog pur orientativă.

● **Factorul de stabilitate a frecvenței.** Să considerăm că oscilatorul este format dintr-un amplificator cu amplificarea $\underline{A} = |\underline{A}|\ \exp\ j\varphi_A$ și o rețea de reacție cu funcția de transfer $\underline{\beta} = |\underline{\beta}|\ \exp\ j\varphi_\beta$. Frecvența de oscilație este determinată de *condiția de fază* $\varphi_A(\omega) + \varphi_\beta(\omega) = 0, 2\pi, \ldots$ O rețea de reacție selectivă va fi caracterizată de o variație rapidă a fazei în jurul frecvenței de oscilație, în timp ce variația fazei amplificatorului este mult mai puțin semnificativă, așa cum se arată în figura 16.56. Să presupunem că datorită reactanțelor parazite (cuplaje inductive, decuplare imperfectă etc) φ_A are o variație accidentală $\Delta\varphi_A$. Pentru a satisface condiția de

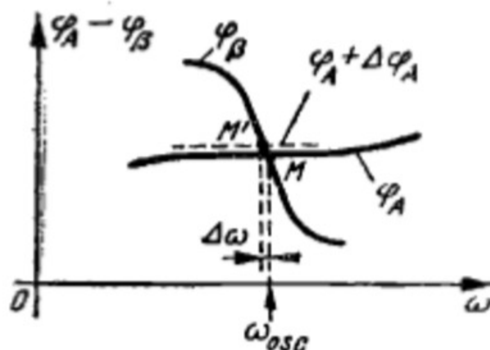


Fig. 16.56

fază, rețeaua de reacție va introduce la noua frecvență de oscilație un defazaj suplimentar

$$\Delta\varphi_\beta = -\Delta\varphi_A \tag{16.121}$$

Cu cît φ_β variază mai rapid cu frecvența, cu atît este mai mică deviația frecvenței pentru un $\Delta\varphi_A$ dat. Putem scrie:

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_{osc}} = \frac{-\Delta\varphi_A}{\dfrac{\Delta\varphi}{\Delta\omega/\omega}} = -\frac{\Delta\varphi_A}{S_F}, \; S_F = \frac{\Delta\varphi_\beta}{\Delta\omega}\,\omega_{osc}. \tag{16.122}$$

$$S_F = \omega_{osc}\left.\frac{d\varphi_\beta}{d\omega}\right|_{\omega=\omega_{osc}} \tag{16.123}$$

este un *factor de stabilitate a frecvenței.*

Se presupune că stabilitatea „directă" a frecvenței este asigurată (adică elementele rețelei de reacție sînt fixe etc.)!

Pentru o stabilitate bună este necesar ca $|S_F|$ să fie cît mai mare. În cazul unui oscilator cu circuit LC se calculează

$$|S_F| = 2Q, \tag{16.124}$$

unde Q este factorul de calitate*. În general, *stabilitatea este cu atît mai bună cu cît selectivitatea circuitului de reacție este mai pronunțată.*

● Se poate enunța următorul **criteriu de stabilitate** generalizat: *acea parte a oscilatorului care introduce în condiția de oscilație o variație mai rapidă a fazei cu frecvența are rolul esențial în determinarea frecvenței de oscilație și deci și în stabilitatea acestei frecvențe.* De exemplu, dacă un oscilator conține două circuite rezonante, frecvența este determinată de acela care are un factor de calitate mai ridicat. Ca urmare, atenția principală trebuie îndreptată spre acest circuit: trebuie să fie realizat îngrijit cu elemente stabile (eventual compensat termic), să fie cuplat slab cu tranzistorul și să se evite cuplajul direct cu sarcina (Anexa 2.3) etc.

Tot de aici rezultă și utilitatea cristalelor de cuarț (elemente rezonante cu factor de calitate foarte ridicat) în oscilatoarele pe frecvență fixă.

16.7. OSCILATOARE CU CRISTAL DE CUARȚ

16.7.1. Cristalul de cuarț

Cuarțul este tăiat după anumite direcții cristalografice, este șefuit și i se depun electrozi metalici pe două fețe paralele. O tensiune alternativă aplicată pe electrozi provoacă vibrații mecanice datorită acțiunii cîmpului electric asupra sarcinilor electrice din rețea (efectul piezoelectric invers). Din punct de vedere electric, *cristalul oferă o impedanță cu proprietăți de circuit rezonant.* Frecvența de rezonanță (de la 1 kHz la circa

* Pentru comparație, în cazul rețelei Wien cu $R_1 = R_2 = R$ și $C_1 = C_2 = C$ avem $|S_F| = 2/3$, deci stabilitatea frecvenței este mult redusă.

20 MHz) şi factorul de calitate (de la cîteva mii la sute de mii) depind de dimensiunile, de orientarea cristalului şi de montarea acestuia. Modul în care este tăiat cristalul în raport cu direcţiile cristalografice este de asemenea important pentru mărimea coeficientului de temperatură al frecvenţei de rezonanţă.

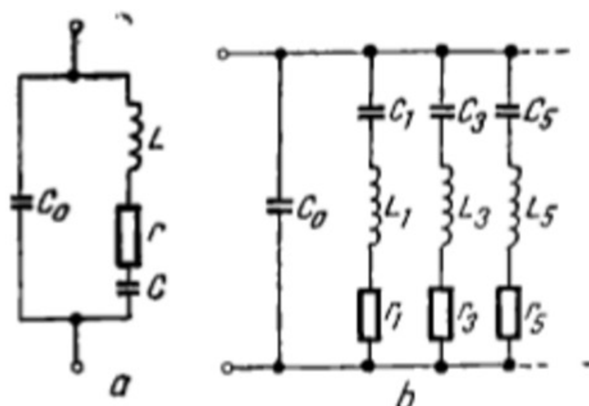


Fig. 16.57

Stabilitatea frecvenţei oscilatoarelor cu cuarţ este de ordinul a 10^{-6} sau 10^{-7} şi poate atinge 10^{-8} – 10^{-9} dacă se termostatează cuarţul. În afară de aceasta, trebuie redus la minimum semnalul pe cristalul de cuarţ, deoarece disipaţia care apare determină o încălzire a acestuia şi o variaţie a frecvenţei.

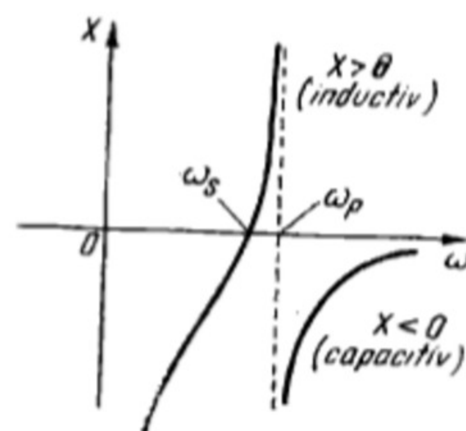


Fig. 16.58

Dezavantajul oscilatoarelor cu cuarţ este funcţionarea pe frecvenţă fixă, determinată de cristalul de cuarţ folosit. Reglajul frecvenţei de oscilaţie nu este posibil decît în limite extrem de restrînse.

● Cel mai simplu **circuit echivalent al cuarţului** este cel din figura 16.57, *a*. Circuitul mai complet din figura 16.57, *b* arată posibilitatea rezonanţei pe diverse frecvenţe (overtone): acestea sînt armonici impare ale modului fundamental de oscilaţie. Capacitatea C_0 din figura 16.57 este asociată monturii.

● **Frecvenţele de rezonanţă.** Variaţia cu frecvenţa a reactanţei (se neglijează rezistenţa r) este arătată în figura 16.58. Se constată existenţa unei *rezonanţe serie* la frecvenţa

$$\omega_s = \frac{1}{\sqrt{LC}} \tag{16.125}$$

şi a unei *rezonanţe paralel* la frecvenţa

$$\omega_p = \frac{1}{\sqrt{L\dfrac{CC_0}{C+C_0}}} \gtrsim \omega_s, \tag{16.126}$$

mai mare dar foarte apropiată de precedenta.

16.7.2. Oscilatoare care utilizează rezonanţa serie

La rezonanţa serie cristalul are o impedanţă practic nulă (sau foarte mică în raport cu celelalte impedanţe din circuit). El poate fi plasat într-o reţea de reacţie pozitivă (un divizor) care va avea o atenuare minimă la frecvenţa ω_s a cristalului.

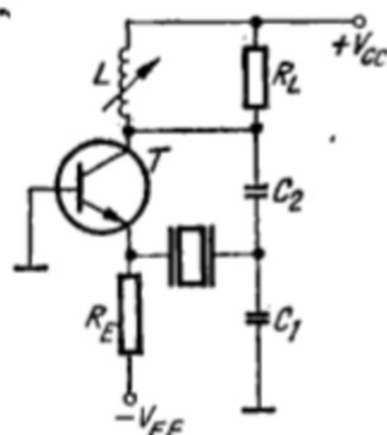


Fig. 16.59

● O alternativă este **utilizarea cuarțului ca un scurtcircuit al unei rezistențe de polarizare** astfel ca amplificarea dispozitivului electronic să fie maximă la frecvența de rezonanță.

Un prim exemplu apare în figura 16.59 *(oscilator Colpitts)*. Semnalul la intrarea tranzistorului este adus printr-un divizor format din cristalul de cuarț și R_E (în paralel cu rezistența de intrare a tranzistorului). Reacția pozitivă este maximă la frecvența la care impedanța cristalului este minimă (ω_s). Curentul alternativ de emitor este aproximativ egal cu curentul care trece prin cristal (R_E are valori de kΩ sau zeci de kΩ). Dar curentul care trece prin cristal este sinusoidal, deoarece un circuit rezonant serie prezintă o impedanță mult mai mare pentru armonicile curentului a cărui fundamentală este egală cu frecvența de rezonanță. Cu alte cuvinte, cuarțul forțează un curent sinusoidal. Ca urmare, tensiunea bază-emitor va fi nesinusoidală (datorită neliniarității caracteristicii de transfer exponențiale). Calculele arată că și în acest caz se poate ajunge la limitarea amplitudinii de oscilație.

În *schema modificată cu două tranzistoare* din figura 16.60, T_2 joacă rolul unui repetor pe emitor care comandă tranzistorul amplificator principal, T_1. Dacă R_B este mic în raport cu impedanța de intrare (valoare „medie" pentru semnal mare) în repetorul pe emitor, atunci curentul sinusoidal prin cristalul de cuarț va trece practic în întregime prin R_B și tensiunea de excitație a lui T_1 va fi aproximativ sinusoidală (se poate aplica teoria din acest capitol).

● Schema din figura 16.61 exemplifică cel de-al doilea mod de utilizare a cristalului pe modul de rezonanță serie: **la frecvența ω_s rezistența din emitor este scurtcircuitată de cuarț,** amplificarea tranzistorului este mare și apar oscilații.

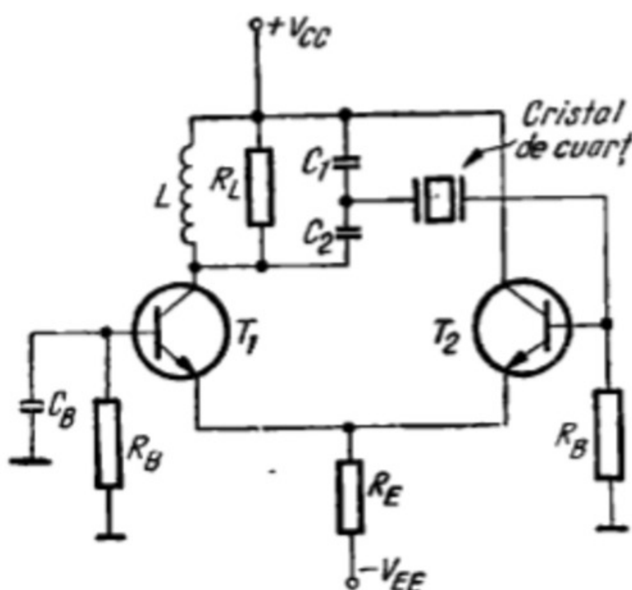


Fig. 16.60

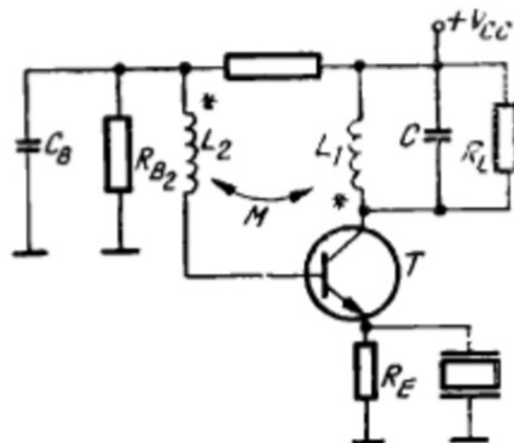


Fig. 16.61

16.7.3. Oscilatoare care utilizează modul de rezonanță paralel

Atunci cînd este folosit *în modul de rezonanță paralel, cristalul se comportă inductiv* (fig. 16.58); el poate fi folosit în locul unei inductanțe în schemele de tip Hartley sau Colpitts, așa cum se arată în figura 16.62.

În *schema de tip Miller* din figura 16.62, *a* circuitul acordat din drenă lucrează dezacordat inductiv. Frecvența de oscilație este determinată de cristalul de cuarț. Reacția pozitivă are loc prin capacitatea C (dar și capacitatea drenă-poartă a tranzistorului poate juca același rol). R_G formează împreună cu C_0 (capacitatea monturii cuarțului, fig. 16.57, *a*) circuitul de polarizare dinamică.

Schema Pierce din figura 16.62, *b* este derivată din cea de tip Colpitts.

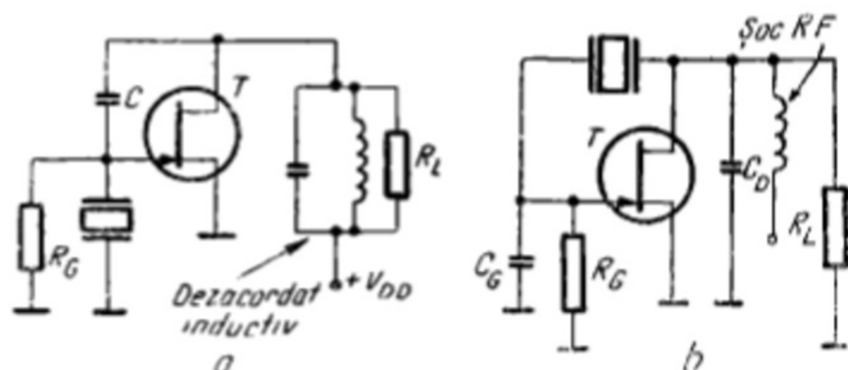


Fig. 16.62

Capitolul 17

MODULAREA ŞI DEMODULAREA ÎN AMPLITUDINE

17.1. MODULAREA ÎN AMPLITUDINE (MA)

17.1.1. Spectrul semnalului MA

● Un **semnal modulat în amplitudine** este de forma

$$e(t) = E'(t) \cos \omega_p t, \tag{17.1}$$

unde $E'(t)$ este *amplitudinea modulată* (variază în timp în ritmul semnalului modulator) iar ω_p este frecvenţa *purtătoarei*. Amplitudinea $E'(t)$ poate fi scrisă

$$E'(t) = E[1 + mf(t)], \tag{17.2}$$

unde E este *amplitudinea purtătoarei* (pentru $m = 0$, semnal nemodulat, obţinem $e(t) = E \cos \omega_p t$ = oscilaţia purtătoare), m este *gradul de modulaţie*, iar $f(t)$ este *semnalul modulator* normat care satisface condiţiile:

$$\overline{f(t)} = 0 \text{ (media pe o perioadă este nulă)}; \tag{17.3}$$

$$|f(t)|_{max} = 1 \text{ (maximul modulului este egal cu unitatea)} \tag{17.4}$$

Un caz particular este acela al unei *modulaţii armonice*: $f(t) = \cos \omega t$.

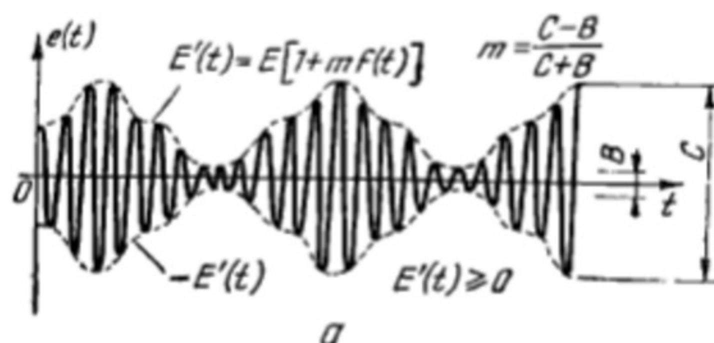
Figura 17.1, *a* arată o formă de undă pentru o *modulaţie normală* în amplitudine, caracterizată de $m \leqslant 1$, ceea ce corespunde unui $E'(t) \geqslant 0$ (anvelopa E' nu devine niciodată negativă).

Figura 17.1, *b* ilustrează cazul în care E' devine negativ pentru anumite intervale de timp ($m > 1$), *supramodulaţie*. Detecţia (demodularea) unui astfel de semnal necesită un detector sincron (a se vedea mai departe).

● Pentru **analiza spectrului oscilaţiei** MA, vom considera mai întîi cazul particular în care **semnalul modulator este de forma** $f(t) = \cos \omega t$. Dezvoltînd $e(t)$ obţinem:

$$e(t) = E(1 + m \cos \omega t) \cos \omega_p t = \underbrace{E \cos \omega_p t}_{\text{purtătoarea}} + m \underbrace{E \cos \omega t \cos \omega_p t}_{\text{conţine informaţia}} =$$

$$= E\cos\omega_p t + \underbrace{\frac{mE}{2} \cos (\omega_p + \omega)t + \frac{mE}{2} \cos(\omega_p - \omega)t}_{\text{componente laterale}} \tag{17.5}$$



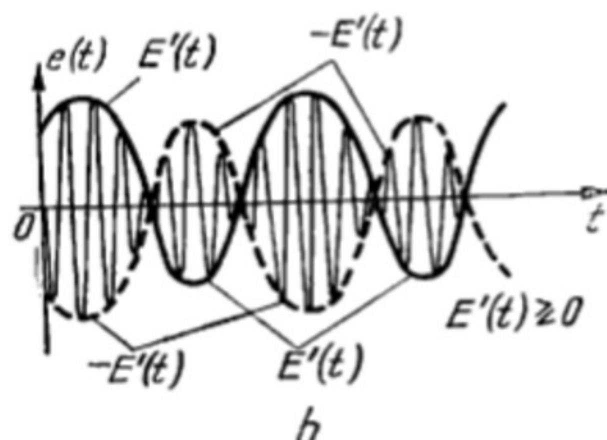


Fig. 17.1

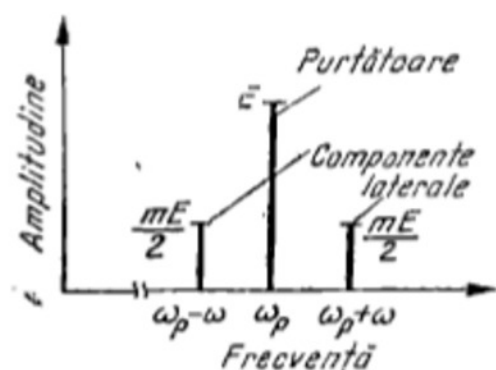


Fig. 17.2

Spectrul semnalului apare în figura 17.2.

Presupunem acum că $f(t)$ **este periodic nesinusoidal,** iar frecvența maximă care trebuie reținută din spectrul său este ω_M. Fiecare componentă a oscilației modulatoare de joasă frecvență va da naștere la două componente laterale, de-o parte și de alta a purtătoarei, în spectrul semnalului modulat. *Banda de frecvență* pe care o ocupă semnalul modulat va fi $2\omega_M/2\pi = \omega_M/\pi$ sau $2f_M$ unde $f_M = \omega_M/2\pi$.

17.1.2. Sisteme de modulare în amplitudine

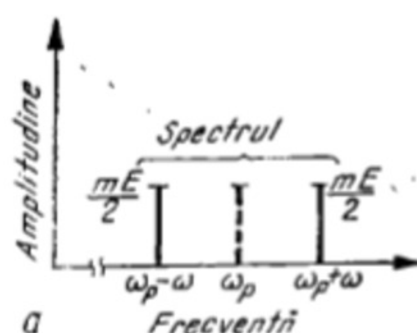
● **Sistem normal de modulare.** Puterea medie dezvoltată de semnalul (17.5) la bornele unei rezistențe R_L este

$$P = \underbrace{\frac{E^2}{2R_L}}_{\text{purtătoare}} + \underbrace{2\frac{1}{2R_L}\left(\frac{mE}{2}\right)^2}_{\text{componente laterale}} = \frac{E^2}{2R_L}\left(1 + \frac{m^2}{2}\right). \tag{17.6}$$

Puterea conținută în componentele laterale crește cu gradul de modulație, m, atingînd abia 50% din puterea de purtătoare pentru cazul cel mai favorabil, $m = 1$. Emisia purtătoarei poate fi privită ca o risipă de putere.

Există însă **sisteme de modulare cu purtătoare suprimată** (PS), semnalul modulat fiind de forma

$$e_{PS}(t) = mEf(t)\cos\omega_p t. \tag{17.7}$$



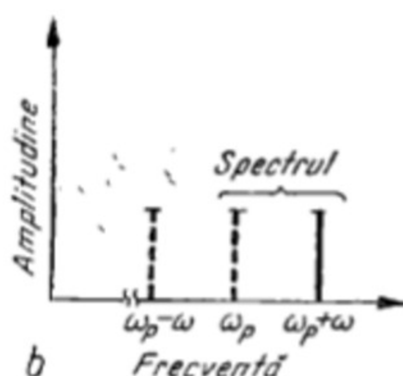


Fig. 17.3

În cazul $f(t) = \cos \omega t$, spectrul are forma din figura 17.3, *a*. Deoarece anvelopa semnalului (17.7) devine ... negativă, la recepţie apar exact aceleaşi probleme ca în cazul oscilaţiei supramodulate din figura 17.1, *b*.

● Remarcînd că informaţia este conţinută de fapt numai într-o bandă laterală de o singură parte a purtătoarei, se pot concepe **sisteme de modulare cu bandă laterală unică** (*BLU*). Pentru o modulaţie $f(t) = \cos \omega t$ (fig. 17.3, *b*)

$$e_{BLU}(t) = \frac{mE}{2} \cos(\omega_p + \omega)t. \qquad (17.8)$$

Proprietăţile acestor trei sisteme de modulaţie sînt sistematizate în tabelul 17.1.

Există *patru metode de bază care permit obţinerea semnalului MA*. Ele sînt prezentate în tabelul 17.2. Unele permit şi generarea semnalului cu purtătoare suprimată. Cu o singură excepţie, aceste procedee realizează modularea la un nivel redus de putere şi trebuie să se asigure amplificarea ulterioară a semnalului modulat pînă la nivelul de putere necesar transmisiei. Acest unic sistem (modularea „directă", tabelul 17.2) are dezavantajul că necesită un semnal modulator de putere mare, dar meritul că permite o amplificare mai uşoară şi mai eficientă a purtătoarei de înaltă frecvenţă pînă la nivelul de putere dorit.

Tabelul 17.1

Sisteme de modulare în amplitudine

Sistemul	*Avantaje*	*Dezavantaje*
Normal (*MA*)	Demodulare simplă (detector de anvelopă) la recepţie	Consum mare de putere la emisie
Cu purtătoare suprimată (*MA—PS*)	Reducerea puterii necesare la emisie	Necesită detecţie sincronă (coerentă), deci complică receptorul
Cu purtătoare suprimată şi bandă laterală unică (*MA—PS—BLU*)	Putere redusă la emisie	Necesită o filtrare dificilă (a unei benzi laterale) la emisie
	Bandă de frecvenţe mai redusă pentru acelaşi semnal transmis	Necesită detecţie sincronă (receptor complicat)

Tabelul 17.2

Procedee de obținere a semnalelor MA

Procedeul	*Tipul de modulație*	*Nivelul de putere*
Multiplicare analogică	*MA* normal *MA – PS*	Redus
Modulare prin „choppare"	*MA* normal *MA – PS*	Redus
Modulare „neliniară"	*MA* normal	Redus
Modulare „directă" sau „liniară"	*MA* normal	Ridicat (în etajul final)

17.2. MULTIPLICAREA ANALOGICĂ

17.2.1. O soluție de principiu

Principiul multiplicării analogice a două semnale $v_1(t)$ și $v_2(t)$ este ilustrat în figura 17.4. Se folosesc: un sumator și un diferențiator pentru a obține $v_1 \pm v_2$, două dispozitive cu caracteristica de transfer pătratică pentru ridicare la pătrat, din nou un diferențiator. Rezultă

$$v_5 = v_3 - v_4 = k[(v_1 + v_2) - (v_1 - v_2)]^2 = 4\ kv_1v_2, \qquad (17.9)$$

deci $v_5 \sim v_1v_2$, se pot multiplica două semnale oarecare și în particular se pot obține semnale de forma (17.1) sau (17.7).

Principala dificultate constă în utilizarea a două dispozitive cu caracteristici *parabolice*, $v_0 = kv_i^2$, *identice*.

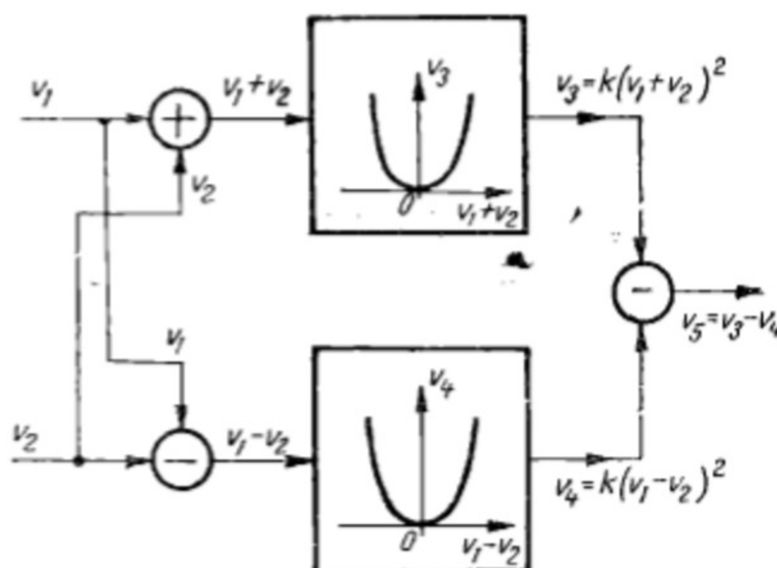


Fig. 17.4

De regulă dispunem numai de dispozitive cu o caracteristică de transfer *semiparabolică*, definită de:

$$v_0 = kv_i^2 \text{ pentru } v_i \geqslant 0, \; v_0 = 0 \text{ pentru } v_i < 0. \tag{17.10}$$

Dacă utilizăm astfel de dispozitive în schema din figura 17.4, trebuie să impunem condițiile ($v_i \geqslant 0$)

$$v_1 + v_2 \geqslant 0, \; v_1 - v_2 \geqslant 0. \tag{17.11}$$

Vom determina acum efectul acestor restricții asupra modulării în amplitudine. Introducînd

$$v_1(t) = A[1 + mf(t)]; \; v_2(t) = A_p \cos \omega_p t \tag{17.12}$$

în relația (5.11), obținem

$$v_b = \underbrace{\underbrace{4k \; A}_{E} \; A_p(1 + m \cos t)}_{E'(t)} \cos \omega_p t \tag{17.13}$$

adică exact un semnal de forma (17.1). Dacă se alege $v_1(t) = Amf(t)$, se obține semnalul (17.7) *(cu purtătoare suprimată)*. În cazul caracteristicii semiparabolice va trebui să impunem

$$(v_1 + v_2)_{min} \geqslant 0, \; (v_1 - v_2)_{min} \geqslant 0, \tag{17.14}$$

ținînd seama că semnalele $v_1(t)$ și $v_2(t)$ se pot combina cu o fază arbitrară și luînd situația cea mai nefavorabilă*. Din condițiile (17.14) rezultă

$$A(1 - m) \pm (\mp A_p) \geqslant 0 \tag{17.15}$$

adică *gradul de modulație este limitat*

$$m \leqslant 1 - \frac{A_p}{A} = m_{max} < 1. \tag{17.16}$$

○ **Observație.** Din același motiv, *modularea fără purtătoare este imposibilă* (condițiile de mai sus nu pot fi satisfăcute pentru nici un m dacă lipsește unitatea în expresia (17.12) a lui $v_1(t)$).

17.2.2. Multiplicator analogic cu TEC

● **Principiul de funcționare.** Un multiplicator analogic cu TEC și amplificator operațional este arătat în figura 17.5. Tranzistorul lucrează ca o rezistență controlată prin tensiune (paragraful 6.2.2), la tensiuni mici drenă-sursă (v_{DS} mic). Conductanța de drenă are expresia

$$g_d = g_{d0}\left(1 - \frac{v_{GS}}{V_T}\right), \; v_{GS} \geqslant V_T \tag{17.17}$$

---

* Luarea în considerare a diferenței de fază era neesențială pentru determinarea spectrului (deci a benzii și distribuției puterii pe componente).

care este compatibilă cu relaţia empirică (6.9). Tensiunea de ieşire este

$$v_0 = -R_2 g_d v_2(t), \qquad (17.18)$$

unde $v_2(t)$ este unul dintre semnalele care trebuie multiplicate. Deoarece tensiunea la bornele de intrare ale amplificatorului operaţional este practic neglijabilă, putem scrie:

$$v_{GS}(t) = -V_{GG} + v_1(t). \qquad (17.19)$$

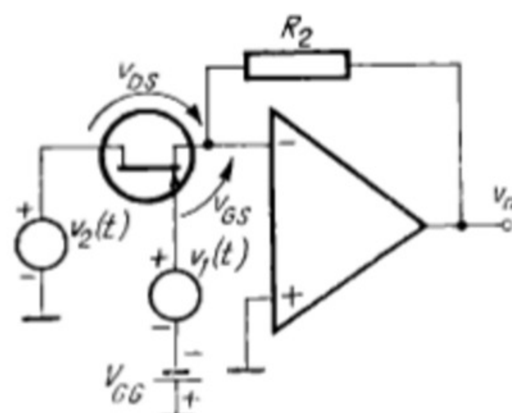


Fig. 17.5

Vom alege $V_{GG} = -V_T$, astfel încît g_d devine

$$g_d = g_{d0}\frac{v_1(t)}{|V_T|} \qquad (17.20)$$

şi

$$v_0 = -R_2 g_{d0}\frac{v_1(t)v_2(t)}{|V_T|}. \qquad (17.21)$$

Restricţiile în variaţia lui $v_1(t)$ şi $v_2(t)$ sînt impuse de caracteristicile tranzistorului. $v_2(t) \cong v_{DS}(t)$ trebuie să rămînă mic (poate fi însă pozitiv sau negativ). Deoarece relaţia (17.17) este valabilă pentru $v_{GS} > V_T$ şi $v_{GS} < V_\gamma$ (tensiunea prag a joncţiunii poartă-canal), obţinem următorul domeniu în care poate varia $v_1(t)$:

$$0 \leqslant v_1(t) \leqslant |V_T| + V_\gamma. \qquad (17.22)$$

Deoarece $v_1(t)$ nu poate deveni negativ, *generarea unui semnal MA cu purtătoarea suprimată este imposibilă*. Această afirmaţie rămîne valabilă indiferent de valoarea lui V_{GG} în circuitul din figura 17.5.

Circuitul furnizează un semnal *MA* de forma (17.13) dacă $v_1(t)$ şi $v_2(t)$ sînt de forma indicată în relaţiile (17.12).

○ **Se observă că** *modularea se face* aplicînd semnalul pe poarta tranzistorului, deci *practic fără consum de putere*.

● **Posibilităţi de extindere a domeniului de tensiuni de lucru.** O limitare importantă o constituie *comportarea liniară* a tranzistorului cu efect de cîmp *numai la tensiuni de drenă, v_{DS} foarte mici* (de exemplu sub 0,1 V).

Se poate asigura liniarizarea caracteristicilor modulatorului (extinderea domeniului de tensiuni de lucru) prin tehnici de circuit.

Există multiplicatoare analogice cu tranzistoare bipolare care folosesc tehnica montajelor diferenţiale. Este posibilă multiplicarea „în patru cadrane" (adică pentru orice semn al celor două tensiuni multiplicate).

17.3. MODULAREA PRIN „CHOPPARE"

17.3.1. Principiul modulării prin „choppare"

Modularea prin „choppare" constă în „fragmentarea" undei modulatoare, cu frecvenţa purtătoare.

● **Principiul de funcţionare al acestui tip de modulator** este explicat cu referire la figura 17.6. Comutatorul din schemă este deschis pentru

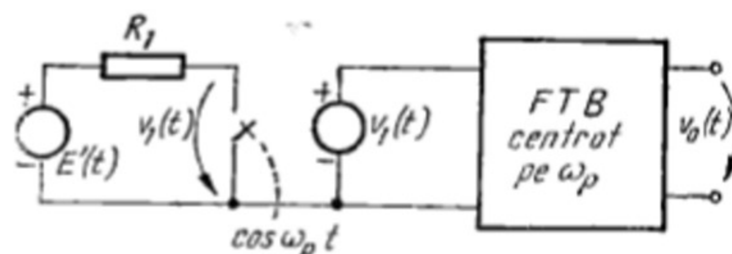


Fig. 17.6

$\cos\omega_p t \geqslant 0$ şi închis pentru $\cos\omega_p t \leqslant 0$. Se poate defini funcţia de comutare astfel: $S(t) = 1$ pentru $\cos\omega_p t \geqslant 0$,

$$S(t) = 0 \text{ pentru } \cos\omega_p t < 0. \tag{17.23}$$

Figura 17.6 ne arată că:

$$v_1(t) = 0 \text{ pentru } S(t) = 0,\ v_1(t) = E'(t) \text{ pentru } S(t) = 1. \tag{17.24}$$

Semnalul de la intrarea filtrului trece-bandă va fi

$$v_1(t) = S(t)E'(t) = E'(t)\left[\frac{1}{2} + \frac{2}{\pi}\cos\omega_p t - \frac{2}{3}\cos 3\omega_p t + \ldots\right] \tag{17.25}$$

şi constă dintr-o suprapunere de unde modulate în amplitudine şi centrate pe frecvenţele ω_p, $3\omega_p$, $5\omega_p$, ... Presupunem că filtrul trece-bandă selectează componentele corespunzătoare termenului $\frac{2E'(t)}{\pi}\cos\omega_p t$, care nu este altceva decît un semnal modulat în amplitudine. Formele de undă sînt ilustrate în figura 17.7.

În cazul particular $E'(t) = E(1 + m\cos\omega t)$, semnalul de la ieşire are spectrul ω_p, $\omega_p \pm \omega$. Semnalul de la intrarea filtrului conţine în spectru frecvenţele ω, $\omega_p - \omega$, ω_p, $\omega_p + \omega$, $3\omega_p - \omega$, $3\omega_p$, $3\omega_p + \omega$ etc. Desigur, pentru ca filtrarea să fie posibilă trebuie satisfăcută condiţia

$$\omega < \omega_p - \omega,\ \text{deci } \omega < \omega_p/2. \tag{17.26}$$

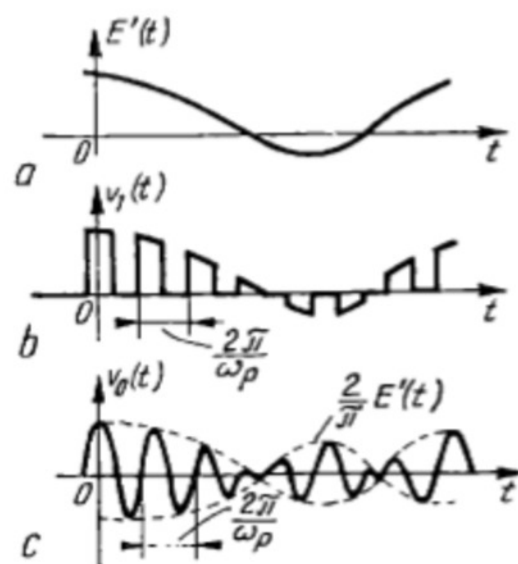


Fig. 17.7

Nu se impune în schimb nici o restricţie asupra gradului de modulaţie m. Se poate face o modulaţie completă ($m = 1$). Se poate face şi o modulaţie cu purtătoarea suprimată ($E'(t) = mf(t)E$).

● Figura 17.8 explică **funcţionarea modulatorului chopper echilibrat.** Se defineşte o nouă funcţie de comutare:

$$S'(t) = 1 \text{ pentru } \cos\omega_p t \geqslant 0;$$
$$S'(t) = -1 \text{ pentru } \cos\omega_p t < 0, \tag{17.27}$$

care se poate dezvolta astfel:

$$S'(t) = \frac{4}{\pi}\cos\omega_p t - \frac{4}{3\pi}\cos 3\omega_p t + \ldots \tag{17.28}$$

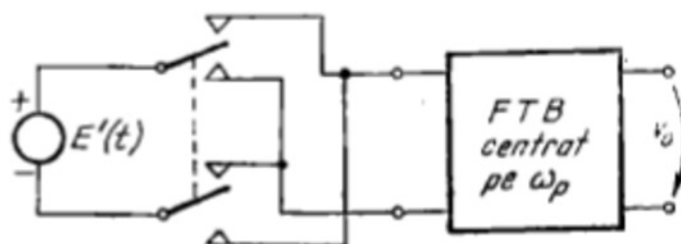


Fig. 17.8

Tensiunea la intrarea în filtrul trece-bandă centrat pe ω_p va fi

$$v_1(t) = E'(t)S'(t) = \frac{4E'(t)}{\pi}\cos\omega_p t - \frac{4E'(t)}{3\pi}\cos 3\omega_p t + \ldots, \quad (17.29)$$

neavînd componentă de frecvență joasă. În cazul $E'(t) = E(1 + m\cos\omega t)$ spectrul semnalului $v_1(t)$ este compus din frecvențele $\omega_p - \omega$, ω_p, $\omega_p + \omega$, $3\omega_p - \omega$, $3\omega_p$, $3\omega_p + \omega$, ... Filtrul trebuie să selecteze primul termen din dezvoltarea (17.29). Condiția (17.26) se înlocuiește aici cu alta mai ușoară,

$$\omega < \omega_p. \quad (17.30)$$

Un alt avantaj al modulatorului echilibrat este *dublarea puterii la ieșire.*

○ **Observație.** În situațiile practice, *comutatorul utilizat pentru chopparc are o rezistență $r \neq 0$ în starea închis, ceea ce împiedică atenuarea completă a lui $E'(t)$.* Forma de undă $v_1(t)$ ce se va obține la intrarea filtrului din figura (17.6) rezultă prin comutarea între $E'(t)$ și $rE'(t)/(r + R)$ (în loc de $E'(t)$ și zero), adică

$$v_1(t) = E'(t)S(t) + \frac{E'(t)[1 - S(t)]r}{r + R}, \quad (17.31)$$

iar tensiunea de la ieșirea filtrului va fi

$$\frac{2E'(t)}{\pi}\left(1 - \frac{r}{r + R}\right)\cos\omega_p t = \frac{2E'(t)}{\pi}\cdot\frac{R}{R + r}\cos\omega_p t. \quad (17.32)$$

Se constată astfel că efectul lui $r \neq 0$ constă în atenuarea tensiunii de ieșire cu factorul $R/(R + r)$. Mărirea rezistenței R duce la o reducere a vitezei de lucru (limitată de constanta de timp de încărcare a capacităților parazite din schemă).

17.3.2. Scheme cu punți de diode

● O posibilitate de realizare a comutatorului din figura 17.6 este **puntea de diode** din figura 17.9, *a*. O valoare pozitivă a lui $v(t)$ trebuie să provoace conducția tuturor diodelor punții care devine practic un scurtcircuit. Pentru moment presupunem că tensiunea de comandă cu frecvența purtătoarei are forma din figura 17.9, *b*. Tensiunea V trebuie să fie suficient de mare pentru a menține toate diodele deschise, indiferent de valoarea pe care o are E' la momentul respectiv de timp. Puntea este echilibrată deoarece diodele (realizate integrat) sînt practic identice

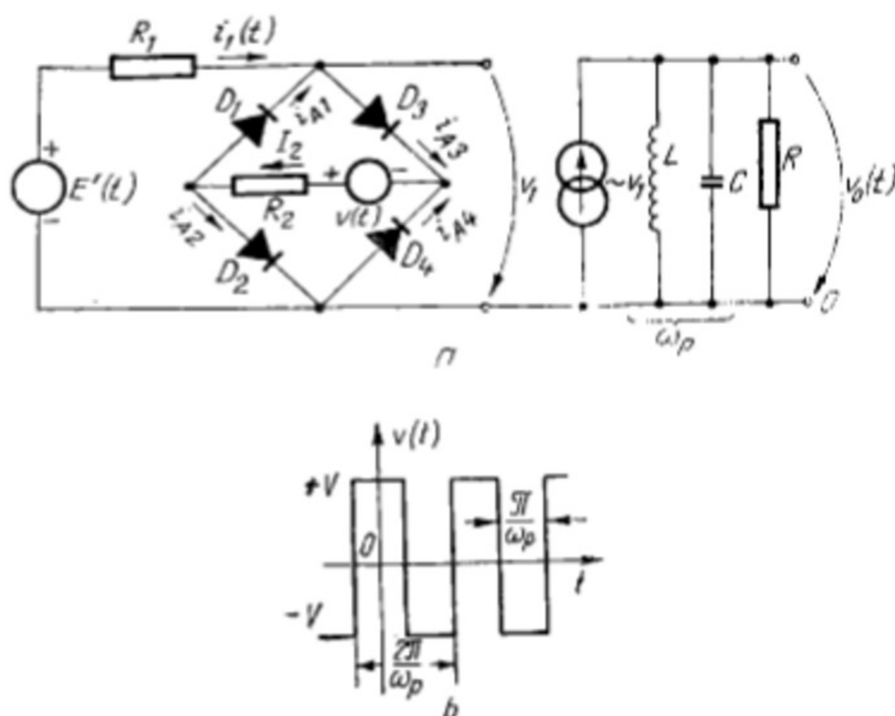


Fig. 17.9

şi ca urmare curenţii $i_1(t)$ (injectat de $E'(t)$) şi I_2 (injectat de v) se divid egal între braţele punţii. Ca urmare (fig. 17.9, *a*)

$$i_{A1}(t) = i_{A4}(t) = \frac{I_2 - i_1(t)}{2}\,; \tag{17.33}$$

$$i_{A2}(t) = i_{A3}(t) = \frac{I_2 + i_1(t)}{2}. \tag{17.34}$$

Fiecare diodă este caracterizată de o relaţie de forma

$$i_A = I_0\left(\exp\frac{qV_A}{kT} - 1\right) \cong I_0 \exp\frac{qv_A}{kT}, \tag{17.35}$$

iar

$$\begin{aligned} v_1 = v_{A2} - v_{A1} &= \frac{kT}{q}\left(\ln\frac{i_{A2}}{I_0} - \ln\frac{i_{A1}}{I_0}\right) = \\ &= \frac{kT}{q}\ln\left[\frac{1 + i_1(t)/I_2}{1 - i_1(t)/I_2}\right] \end{aligned} \tag{17.36}$$

sau, cu dezvoltare în serie Mac Laurin

$$v_1(t) = R_i i_1\left(1 + \frac{i_1^2}{3I_2^2} + \frac{i_1^4}{5I_2^4} + \ldots\right) \tag{17.37}$$

unde notaţia

$$R_i = \frac{kT}{q}\cdot\frac{2}{I_2} \tag{17.38}$$

are semnificaţia rezistenţei diferenţiale a diodei la curentul de polarizare $I_2/2$.

· Calculele de mai sus pun în evidență faptul că *puntea nu este un comutator ideal*, deoarece nu are rezistență zero în intervalele cînd trebuie să joace rolul unui comutator închis. Totuși, funcționarea schemei rămîne corectă dacă în aceste intervale puntea se comportă pur și simplu ca o rezistență r (a se vedea relația (17.32)). Aceasta impune ca $v_1 \sim i_1$ în relația (17.37), deci

$$i_1^2/3I_2^2 \ll 1 \tag{17.39}$$

și r din relația (17.32) se identifică cu R_i.

În mod similar, trebuie să ne asigurăm că pentru $v = -V$ (fig. 17. 9,*b*) toate diodele din punte sînt blocate. Se verifică ușor că trebuie satisfăcută condiția

$$V > E'(t) - 2V_\gamma \tag{17.40}$$

unde V_γ este tensiunea prag a diodelor.

Inegalitățile (17.39) și (17.40) trebuie satisfăcute simultan. Înlocuind în (17.39)

$$i_1(t) = \frac{E'(t)}{R_1 + R_i}; \tag{17.41}$$

$$I_2 = \frac{V - 2V_\gamma}{R_2}, \quad R_i = \frac{kT}{q} \cdot \frac{2R_2}{V - 2V_\gamma} \tag{17.42}$$

și impunînd $i_1^2/3I_2^2 < 0{,}01$ (1% distorsiune), găsim

$$V > \frac{5{,}8E'(t)R_2}{R_1 + R_i} + 2V_\gamma. \tag{17.43}$$

Fie $E'_{max} = 10$ V, $V_\gamma = 0{,}75$ V. Alegînd $R_2 = R_1/10$, găsim $V > 8{,}5$ V.

● Figura 17.10 reprezintă un **modulator complet.** Transformatorul poate fi considerat ideal într-o anumită bandă de frecvențe. Se presupune că impedanța de intrare în tranzistor ($\cong h_{fe}R_E$) este mult mai mare decît R_1 și nu încarcă considerabil circuitul. Circuitul acordat din colector prezintă rezistența R la rezonanță (este acordat pe ω_p și are un Q potrivit pentru a selecta semnalul modulat cu spectrul centrat pe ω_p și numai

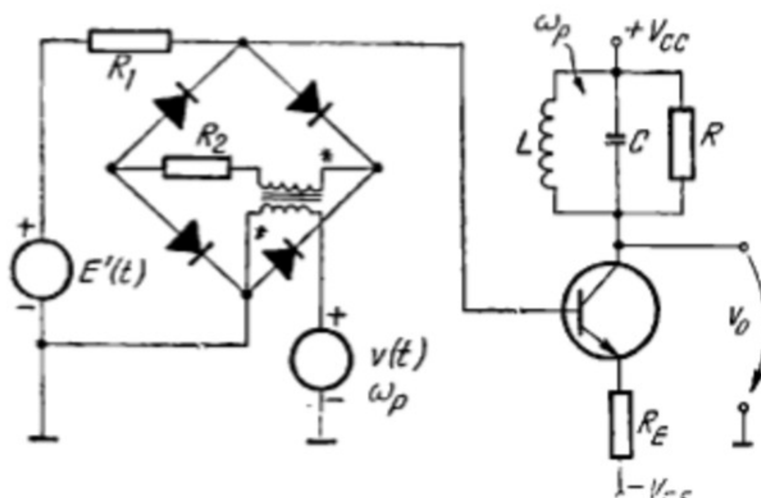


Fig. 17.10

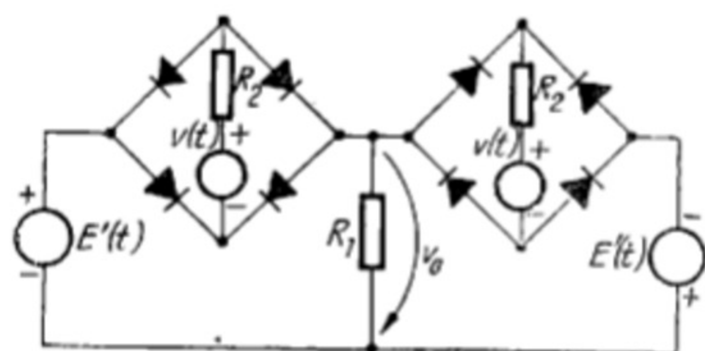


Fig. 17.11

pe acesta). Curentul de colector este

$$i_C(t) \cong i_E(t) \cong E'(t)/R_E, \tag{17.44}$$

astfel încît

$$v_0(t) = V_{CC} - \frac{2E'(t)}{\pi R_E} \cdot \frac{R_1}{R_1 + R_i} R \cos \omega_p t. \tag{17.45}$$

○ **Notă.** Pentru comanda punții se poate folosi și o sinusoidă de amplitudine foarte mare în comparație cu tensiunile limită date de relațiile (17.40) și (17.43). Această modificare ușurează proiectarea transformatorului (banda nu trebuie să fie la fel de largă), dar impune folosirea unor diode cu tensiuni de străpungere mult mai mari.

Capacitățile parazite și fenomenele de stocare în diode determină „vîrfuri" ale tensiunii $v_1(t)$ în momentele de tranziție a punții dintr-o stare în alta (indiferent dacă comanda se face cu o sinusoidă sau cu o undă dreptunghiulară). Apar astfel componente de foarte înaltă frecvență care sînt însă filtrate de circuitul rezonant.

● Un **modulator „chopper" echilibrat** poate fi **realizat cu două punți de diode,** ca în figura 17.11. Cele două punți sînt alternativ închise (comutator închis, diodele conduc) și deschise (comutator deschis, diodele blocate). Semnalul de comandă este reprezentat în figura 17.9, *b*. Puntea închisă este neafectată de cea deschisă și ca urmare condiția (17.43) rămîne valabilă și pentru modulatorul echilibrat. Pe de altă parte, puntea închisă o afectează pe cea deschisă, deoarece tensiunea la bornele porții deschise este acum $E' + E'R_1/(R_1 + R_i)$. Condiția (17.40) trebuie modificată astfel:

$$V > E'(t)\left(\frac{2R_1 + R_i}{R_1 + R_i}\right) - 2V_\gamma. \tag{17.46}$$

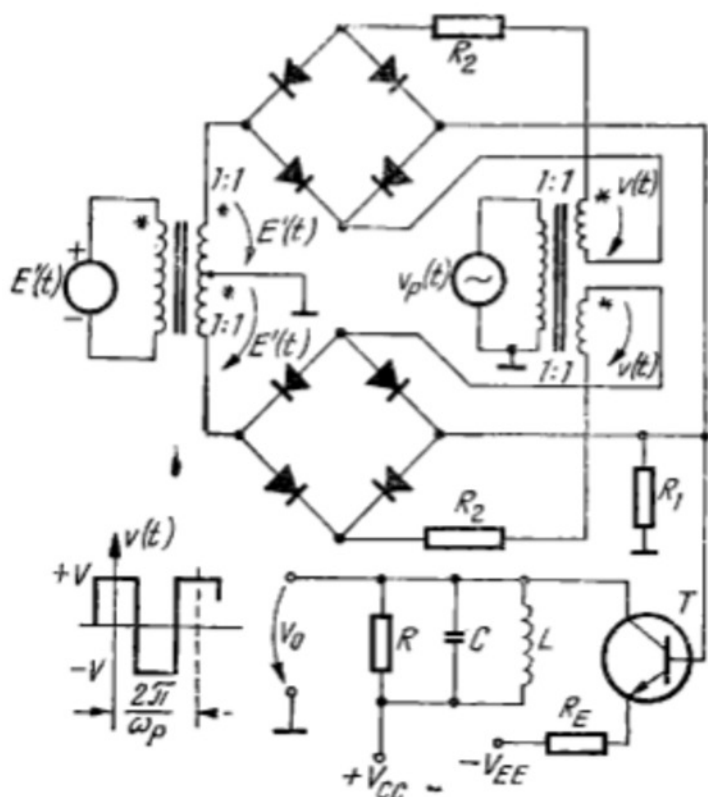


Fig. 17.12

Figura 17.12 arată o *schemă practică de modulator echilibrat.* Dacă tranzistorul are o impedanță de intrare mare în comparație cu R_1 și circuitul rezonant este acordat pe ω_p, atunci circuitul furnizează semnalul

$$v_0(t) = V_{CC} - \frac{4E'(t)}{\pi R_E} \cdot \frac{RR_1}{R_1 + R_i} \cos \omega_p t. \tag{17.47}$$

○ **Notă.** Comutatoarele pot fi construite şi cu tranzistoare. Se poate folosi tranzistorul cu efect de cîmp cu joncţiune funcţionînd în regiunea liniară a caracteristicilor, ca un comutator acţionat prin tensiunea aplicată pe poartă. Tranzistorul bipolar poate fi şi el folosit drept comutator, dar are dezavantajul tensiunii de decalaj (de offset, paragraful 5.5.4) al cărei efect este introducerea unei componente continue a lui $E'(t)$ (ceea ce este supărător atunci cînd se doreşte o undă *MA* cu purtătoare suprimată).

17.4. MODULAREA „NELINIARĂ"

17.4.1.* Principiul modulării neliniare

În figura 17.13, purtătoarea şi semnalul modulator se însumează şi se aplică unui dispozitiv neliniar care, de regulă, şi amplifică: semnalul *MA* căutat se selectează cu ajutorul unui filtru trece-bandă acordat pe purtătoare. Fie $u_2 = u_2\ (u_1)$ caracteristica dispozitivului neliniar. Dezvoltînd în serie Mac Laurin

$$u_2 = a_0 + a_1 u_1 + a_2 u_1^2 + a_3 u_1^3 + \ldots, \tag{17.48}$$

unde

$$a_0 = u_2|_{u_1=0}\,;\ a_n = \frac{1}{n!}\cdot\frac{\partial^n u_2}{\partial u_1^n}\ \text{pentru}\ n = 1,\ 2, 3 \ldots \tag{17.49}$$

Aici

$$u_1 = v_1 + v_2, \tag{17.50}$$

unde

$$v_1 = A\,[1 + mf(t)]\,;\ \ v_2 = A_p \cos \omega_p t. \tag{17.51}$$

În cazul particular $f(t) = \cos\ \omega t$ găsim:

$$\begin{aligned} u_2(t) = a_0 &+ a_1 A(1 + m \cos \omega t) + a_1 A_p \cos \omega_p t + \\ &+ a_2 A^2 (1 + m \cos \omega t)^2 + a_2 A_p^2 \cos^2 \omega_p t + \\ &+ 2 a_2 A A_p (1 + m \cos \omega t) \cos \omega_p t + a_3(\ldots) + \ldots \end{aligned} \tag{17.52}$$

Dintre termenii de mai sus, cei care prezintă interes sînt cei de frecvenţe ω_p, $\omega_p \pm \omega$. Ei apar din produsul $v_1 v_2 (a_2 \neq 0)$. Termenii de frecvenţă joasă (ω sau 2ω) pot fi filtraţi. Pentru simplitate:

$$a_0 = 0,\ a_1 = 0 \tag{17.53}$$

Ideală pentru modulaţie este o *caracteristică pătratică* (parabolică); vom impune în plus

$$a_3 = a_4 = \ldots = 0 \tag{17.54}$$

şi rezultă

$$u_2 = a_2 u_1^2. \tag{17.55}$$

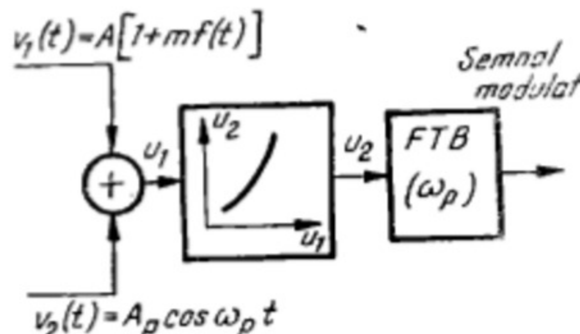


Fig. 17.13

Într-adevăr, dacă $a_3, a_4, \ldots \neq 0$ parantezele corespunzătoare din dezvoltarea (17.52) vor da termeni suplimentari care corespund unor oscilații cu frecvențe apropiate de ω_p, termeni care vor distorsiona semnalul de la ieșirea modulatorului.

Condiția de caracteristică pătratică este *prima restricție* importantă care se aplică unui astfel de modulator.

În cazul unei caracteristici de transfer de forma (17.55) spectrul de frecvențe al semnalului (17.52) este compus din: ω, 2ω, $\omega_p - \omega$, ω_p, $\omega_p + \omega$, $2\omega_p$ și componenta continuă. Trebuie satisfăcută astfel *o a doua restricție* și anume

$$2\omega < \omega_p - \omega, \text{ deci } \omega < \omega_p/3. \tag{17.56}$$

În sfîrșit, dacă ținem seama că de regulă se folosesc caracteristici *semiparabolice*:

$$u_2 = au_1^2 \text{ pentru } u_1 \geqslant 0\,;\; u_2 = 0 \text{ pentru } u_1 < 0 \tag{17.57}$$

și impunem condiția $u_1 = v_1 + v_2 \geqslant 0$ pentru semnalele (17.50), atunci obținem (paragraful 17.2.1)

$$m \leqslant m_{max} = 1 - \frac{A_p}{A} < 1, \tag{17.58}$$

adică o *a treia restricție* în funcționare.

○ **Concluzii.** *Nu este posibilă o modulație completă* ($m = 1$). *Nu se poate genera un semnal cu purtătoarea suprimată* (paragraful 17.2.1). Acest modulator este recomandat numai pentru aplicații nepretențioase.

17.4.2. Modulator cu tranzistor cu efect de cîmp

● Figura 17.14, *a* reprezintă un exemplu de **modulator pătratic** (parabolic). Se folosește un tranzistor cu efect de cîmp lucrînd în regiunea de saturație a curentului, adică acolo unde caracteristica sa de transfer este parabolică (fig. 17.14, *b*). Cu notația

$$v'_{GS} = v_{GS} + |V_T| \tag{17.59}$$

putem scrie (fig. 17.14, *c*):

$$i_D = K(v'_{GS})^2,\; K = I_{DSS}/|V_T|^2,\; 0 \leqslant v'_{GS} \leqslant V'_T, \tag{17.60}$$

unde (fig. 17.14, *b*)

$$V'_T = |V_T| + V_\gamma > 0. \tag{17.61}$$

Pentru circuitul din figura 17.14, *a*

$$v'_{GS} = v_1 + v_2 = A(1 + m\cos\omega t) + A_p\cos\omega_p t \tag{17.62}$$

și se aplică teoria de mai înainte ($a_2 = K$, $a_0 = a_1 = a_3 = a_4 = \ldots = 0$).

Circuitul rezonant din drenă va fi acordat pe ω_p și va selecta din curentul $i_D(t)$ componente $2KAA_p(1 + m\cos\omega t)\cos\omega_p t$. La frecvențe

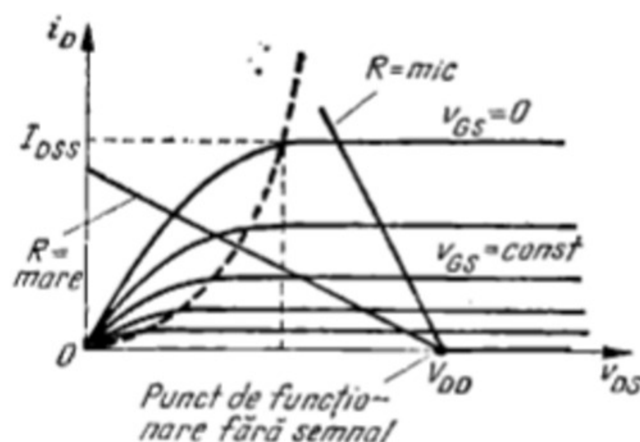


Fig. 17.15

Alte restricţii de funcţionare se obţin din $0 \leqslant v_{GS}' \leqslant V_T'$ (fig. 17.14), care limitează ***gradul de modulaţie***. Într-adevăr, deoarece

$$v'_{GS,\,min} = (v_1 + v_2)_{min} \geqslant 0, \tag{17.64}$$

găsim (situaţia cea mai nefavorabilă de combinare a fazelor):

$$A(1 - m) - A_p \geqslant 0. \tag{17.65}$$

Similar,

$$v_{GS,\,max} = (v_1 + v_2)_{max} \leqslant V'_T \tag{17.66}$$

ne duce la

$$A(1 + m) + A_p \leqslant V'_T. \tag{17.67}$$

Pentru a exploata la maximum caracteristica dispozitivului, vom lua semnul egal în relaţiile (17.65) şi (17.67). Găsim

$$m = m_{max} = 1 - \frac{A_p}{A} \tag{17.68}$$

şi înlocuind în (17.67) rezultă

$$A = \frac{V'_T}{2} \tag{17.69}$$

deci

$$m_{max} = 1 - \frac{2A_p}{V'_T}. \tag{17.70}$$

Gradul maxim de modulaţie (5.87) poate fi mărit pentru un tranzistor dat numai reducînd A_p, deci micşorînd amplitudinea semnalului de ieşire.

○ **Notă**:. Modularea „neliniară" poate fi realizată şi cu tranzistoare bipolare, dar neliniaritatea puternică a caracteristicii de transfer (exponenţială) nu permite funcţionarea fără distorsiuni decît la nivele foarte mici de semnal şi, în mod corespunzător, la grade de modulaţie foarte reduse.

● Modularea „neliniară" poate fi realizată şi cu schema simetrică de tip **modulator echilibrat**; într-o astfel de schemă se poate realiza *şi o modulare fără purtătoare*.

17.5. MODULAREA DIRECTĂ (LINIARĂ)

Termenul de liniar semnifică dependenţa liniară a anvelopei semnalului la ieşirea modulatorului de amplitudinea semnalului modulator. Funcţionarea etajului modulator este însă profund neliniară. Funcţionarea neliniară în clasă B sau în clasă C este preferată în etajele de putere datorită

randamentului mai ridicat, pentru a extrage o putere de semnal cît mai mare folosind un tranzistor care are o anumită putere disipată maxim admisibilă.

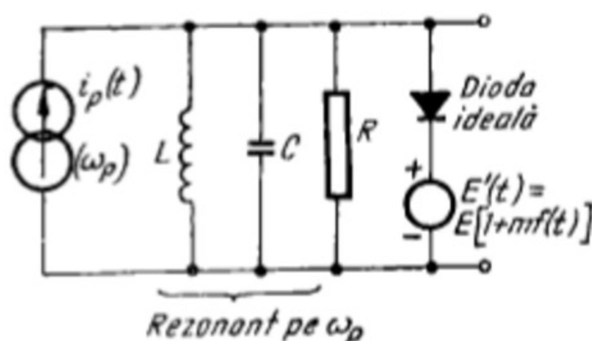


Fig. 17.16

● **Principiul de funcționare al modulatorului liniar** poate fi explicat cu referire la figura 17.16. Purtătoarea este furnizată de un generator de curent care injectează periodic ($T = 2\pi/\omega_p$) energie în circuitul acordat pe frecvența ω_p. Pentru fundamentala curentului injectat, I_{p1}, impedanța circuitului (în care ignorăm pentru moment brațul cu dioda D) este egală cu R și la bornele de ieșire se obține o tensiune sinusoidală, $I_{p1}R$, de frecvență ω_p.

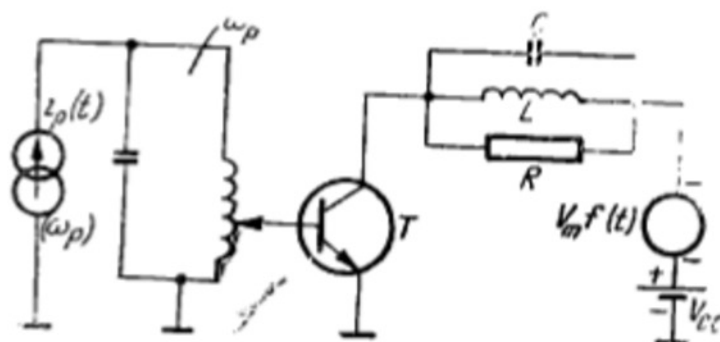


Fig. 17.17

Prezența diodei într-o ramură a circuitului determină însă o *limitare a amplitudinii de oscilație*, deoarece dioda (presupusă ideală — rezistență zero în conducție directă) se deschide atunci cînd tensiunea depășește mărimea E'. Dacă E' variază în ritmul semnalului modulator, modularea în amplitudine a oscilației de frecvență ω_p se face direct: $E'(t)$ devine chiar anvelopa acestei oscilații.

Se înțelege ușor că putem obține un $m_{max} = 1$ (modulație 100%), dar nu este posibilă obținerea unui semnal $MA-PS$ deoarece $E'(t)$ nu poate deveni negativ (aceasta ar corespunde unui curent continuu infinit prin diodă).

● Figura 17.17 indică **schema de principiu a unui modulator cu tranzistor.** Rolul diodei de limitare îl va juca joncțiunea bază-colector. Această joncțiune se va deschide (deci tranzistorul va intra în saturație) în fiecare ciclu al oscilației de înaltă frecvență. În felul acesta amplitudinea oscilației din circuitul de colector urmărește semnalul modulator.

De fapt, totul se petrece ca și cum tensiunea de alimentare a colectorului ar varia în ritmul modulației (în acest sens se vorbește și de *modulație pe colector*).

Un efect secundar îl constituie faptul că deschiderea joncțiunii bază-colector determină limitarea semnalului și în circuitul rezonant de la intrare.

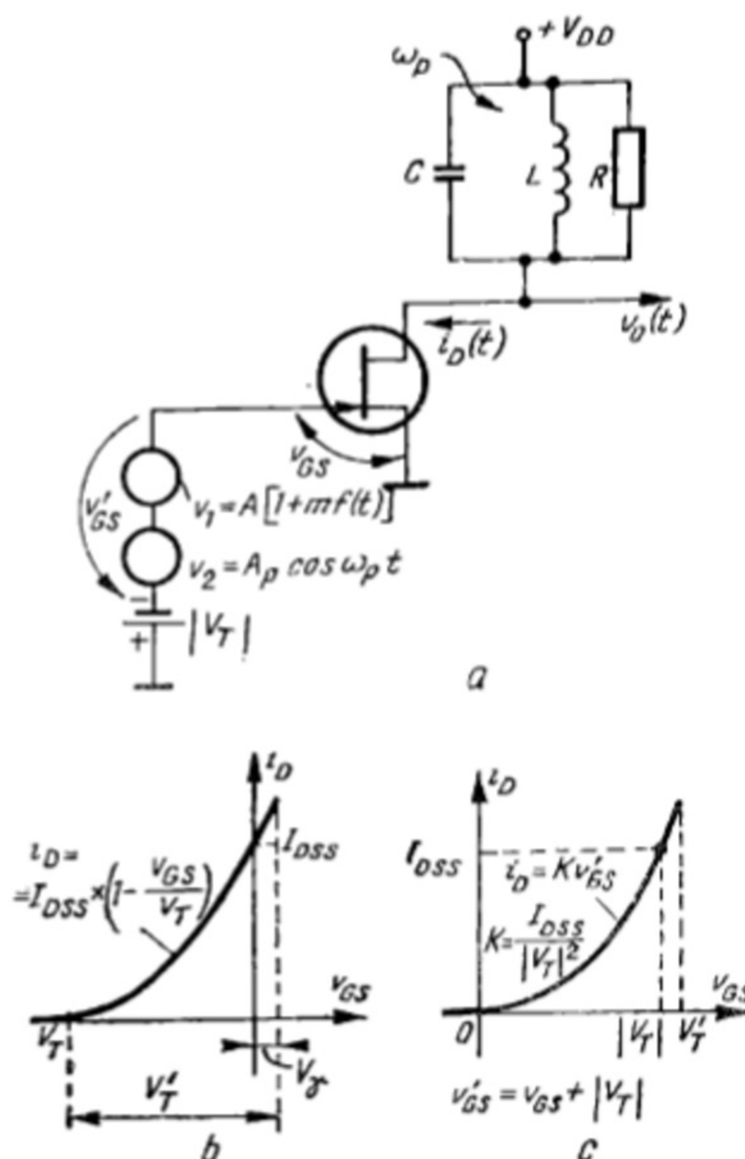


Fig. 17.14

suficient de apropiate de $\omega_p(\omega \ll \omega_p)$, impedanţa circuitului acordat derivaţie este aproximativ egală cu R. Ca urmare,

$$v_0(t) = V_{DD} - R\frac{2I_{DSS}}{|V_T|^2}AA_p(1 + m\cos\omega t)\cos\omega_p t, \qquad (17.63)$$

iar după un condensator de separare a componentei continue obţinem exact semnalul MA căutat.

○ **Observaţie.** Utilizarea caracteristicii pătratice din figura 17.14, *b* este posibilă numai în condiţiile în care rezistenta de drenă r_d este neglijabil de mare. În circuitul studiat, la rezonanţă, neglijarea trebuie să se facă faţă de R, adică $R \ll r_d$. Pe de altă parte, aşa cum se vede din figura 17.15, R trebuie să fie suficient de mic pentru a asigura în orice moment funcţionarea în saturaţie ($v_{DS} > v_{DS,\,sat}$). Concomitent, R trebuie să fie cît mai mare posibil pentru ca amplitudinea semnalului de la ieşire să fie maximă.

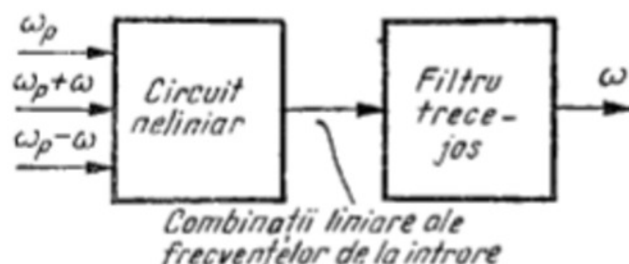


Fig. 17.18

17.6. DETECTORUL DE VALOARE MEDIE

17.6.1. Generalități

Demodularea (sau **detecția**) este *procesul prin care se extrage semnalul modulator din semnalul modulat*. În cazul semnalului MA dat de relația (paragraful 17.1.1)

$$e(t) = E'(t) \cos \omega_p t = E[1 + mf(t)] \cos \omega_p t, \tag{17.71}$$

informația originală este conținută în $f(t)$: forma semnalului modulator.

● Există **detectoare de anvelopă** (care sînt la rîndul lor *de valoare medie* și *de vîrf*) al căror principiu este ilustrat de figura 17.18. Admitem $f(t) = \cos \omega t$. La intrarea circuitului neliniar se aplică semnalul MA al cărui spectru este format din ω_p și $\omega_p \pm \omega$. Din circuitul neliniar rezultă în principiu, prin fenomenul de intermodulație, componente de frecvențe egale cu combinații liniare ale frecvențelor de intrare. Printre acestea se găsește și ω (frecvența semnalului modulator). Filtrul trece-jos (fig. 17.18) trebuie să le înlăture pe toate celelalte.

Detectoarele de anvelopă *pot demodula doar semnalul MA de tipul (17.71)* (este necesară prezența purtătoarei pentru a obține prin intermodulație frecvența $\omega = (\omega_p + \omega) - \omega_p$ sau $\omega = \omega_p - (\omega_p - \omega)$).

● *Pentru demodularea semnalelor $MA-PS$* (purtătoare suprimată) sau $MA-BLU$ (bandă laterală unică) trebuie folosit un **detector sincron,** al cărui principiu va fi explicat în subcapitolul 17.8.

17.6.2. Principiul de funcționare al detectorului de valoare medie

Detectorul de valoare medie folosește un redresor în locul circuitului neliniar din figura 17.18. *Dacă redresorul este monoalternanță,* atunci la intrarea în filtru se obține semnalul redresat:

$$e_r(t) = E'(t) \cos \omega_p t \, S(t), \tag{17.72}$$

unde $S(t)$ este funcția de comutație:

$$S(t) = 1 \text{ pentru } \cos \omega_p t > 0; \; S(t) = 0 \text{ pentru } \cos \omega_p t \leqslant 0. \tag{17.73}$$

Dezvoltînd rezultă:

$$S(t) = \frac{1}{2} + \frac{2}{\pi} \cos \omega_p t - \frac{2}{3\pi} \cos 3\omega_p t + \ldots \tag{17.74}$$

astfel încît

$$e_r(t) = \frac{E'(t) \cos \omega_p t}{2} + \frac{2E'(t)}{\pi} \cos^2 \omega_p t - \frac{2E'(t)}{3\pi} \cos 3\omega_p t \cos \omega_p t + \ldots \tag{17.75}$$

Dezvoltînd și $\cos^2 \omega_p t = (1 + \cos 2\omega_p t)/2$, obținem

$$e_r(t) = \frac{E'(t)}{\pi} + \frac{E'(t)}{2} \cos \omega_p t + \text{armonici superioare.} \tag{17.76}$$

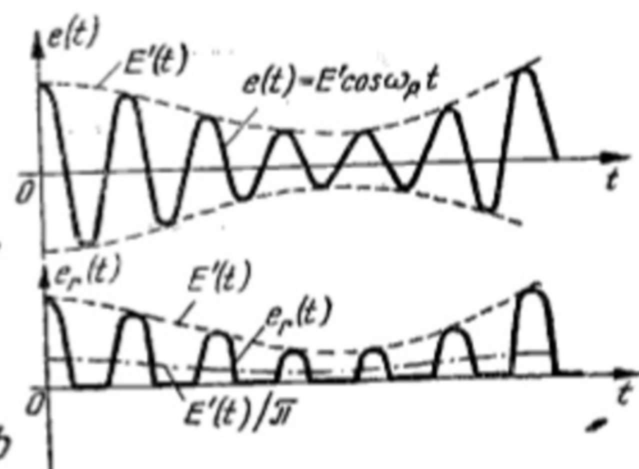


Fig. 17.19

Filtrul trece-jos îndepărtează componentele de frecvență înaltă centrate în jurul lui ω_p, $2\omega_p$, etc. Rezultatul detecției este $E'(t)/\pi$*.

Este necesar ca

$$\omega < \omega_p - \omega \text{ sau } \omega < \frac{\omega_p}{2}. \tag{17.77}$$

Figura 17.19 reprezintă o undă modulată, unda redresată corespunzătoare și valoarea sa medie.

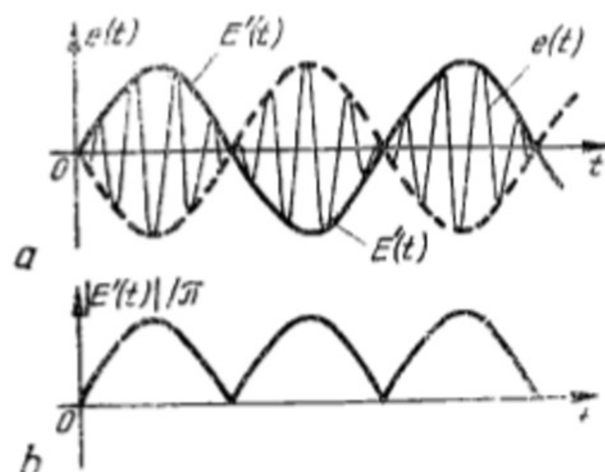


Fig. 17.20

○ **Notă.** Redresorul monoalternanță ar putea fi înlocuit printr-unul *dublă alternanță*. Ca rezultat, tensiunea de ieșire se dublează, iar frecvențele înalte centrate pe ω_p dispar (ambele efecte sînt favorabile).

Detectoarele de valoare medie sînt utilizabile numai dacă $E'(t)$ din relația (17.2) este tot timpul pozitiv. Figura 17.20 arată un semnal cu $E'(t) < 0$ și eroarea care rezultă din detecția de valoare medie.

17.6.3. Circuite de detecție

Analiza *circuitelor practice* de detecție este strîns legată de particularitățile dispozitivelor folosite.

Dacă dioda din schema de principiu din figura 17.21 **este considerată ideală,** atunci

$$i_A = \frac{e(t)}{R_1} \text{ pentru } e > 0\,;\; i_A = 0 \text{ pentru } e \leqslant 0 \tag{17.78}$$

și semnalul la ieșire este

$$v_0(t) = \frac{\alpha R}{\pi R_1} E'(t). \tag{17.79}$$

* Această detecție este numită cîteodată *liniară*, deoarece semnalul de ieșire este proporțional cu E.

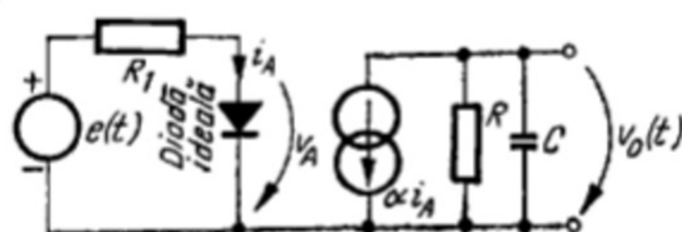


Fig. 17.21

Dacă dioda este modelată prin caracteristica

$$i_A = I_0\left(\exp\frac{qv_A}{kT} - 1\right) \cong$$

$$\cong I_0 \exp\frac{qv_A}{kT}, \tag{17.80}$$

atunci ecuaţia circuitului de intrare din figura 17.21 ne conduce la

$$e(t) = i_A R_1 + \frac{kT}{q}\ln\frac{i_A}{I_0}. \tag{17.81}$$

Caracteristica $i_A - e(t)$ sub formă normată apare în figura 17.22. Ea este *neliniară* şi nu permite demodularea unui semnal *MA* modulat 100% fără ca acesta să fie distorsionat. De fapt, caracteristica de mai sus poate fi aproximată liniar pe porţiuni: ea este o caracteristică „cu prag" (fig. 17.22). Se poate arăta că tensiunea prag este

$$V_{\gamma 1} = \frac{kT}{q}\left(5 - \ln\frac{qI_0R_1}{kT}\right). \tag{17.82}$$

Considerînd $R_1 = 1\ \text{k}\Omega$ şi o diodă cu siliciu cu $I_0 = 2 \cdot 10^{-12}$ A, calculăm $V_{\gamma 1} = 556$ mV.

Evaluarea efectului lui $V_{\gamma 1}$ asupra valorii medii a tensiunii de ieşire este mai dificil. Aici nu vom reproduce decît rezultatele şi anume:

— dacă $E'(t) > 4V_{\gamma 1}$, atunci v_0 variază liniar cu $E'(t)$ şi unicul efect al lui $V_{\gamma 1} \neq 0$ este de reducere a lui $v_0(t)$ cu o tensiune constantă, $\alpha V_{\gamma 1}R/2R_1$:

$$v_0(t) = \frac{\alpha E'(t)R}{\pi R_1} - \frac{\alpha V_{\gamma 1}R}{2R_1} = \frac{\alpha R}{R_1}\left(\frac{E'(t)}{\pi} - \frac{V_{\gamma 1}}{2}\right); \tag{17.83}$$

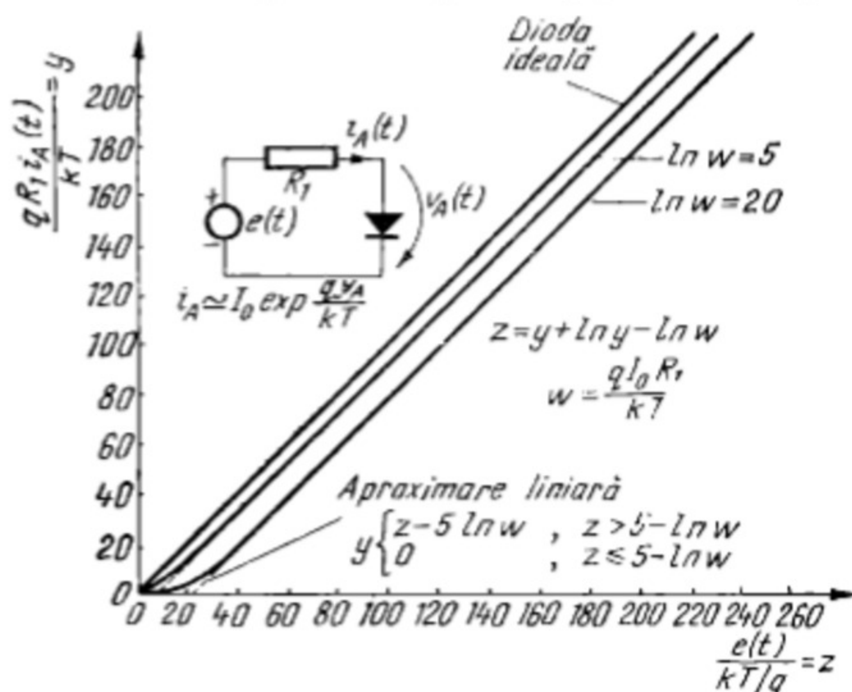


Fig. 17.22

— dacă $E'(t)$ coboară sub $4V_{\gamma 1}$, atunci se obţin distorsiuni. Condiţia

$$E[1 + mf(t)] > 4V_{\gamma 1} \quad (17.84)$$

impune o *limitare superioară a gradului de modulaţie*:

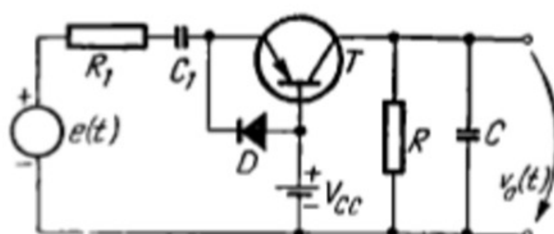


Fig. 17.23

$$E(1 - m) > 4V_{\gamma 1}; \; m < 1 - \frac{4V_{\gamma 1}}{E} = m_{max}. \quad (17.85)$$

De pildă, pentru $V_{\gamma 1} = 0,556$ V şi $E = 5V$ obţinem $m_{max} \cong 0,56$.

● Figura 17.23 reprezintă un **circuit practic în care rolul diodei redresoare îl joacă joncţiunea bază-emitor a tranzistorului,** în timp ce dioda D asigură descărcarea condensatorului de cuplaj C_1 (astfel încît curentul mediu care îl parcurge să fie zero). Tensiunea V_{CC} asigură blocarea joncţiunii colector-bază. Condensatorul C_1 se comportă ca un scurtcircuit pentru semnalul de intrare. Rezultatele obţinute mai sus sînt direct aplicabile, cu $\alpha = \alpha_F$ al tranzistorului.

○ **Notă.** De obicei se vor folosi două tranzistoare identice (preferabil cu germaniu deoarece $V_{\gamma 1}$ este mai mic), dintre care unul va fi utilizat ca diodă, cu baza conectată la colector. Rezistenţa R_1 va fi aleasă pe baza unui compromis: dacă este prea mică creşte $V_{\gamma 1}$, dacă este prea mare scade v_0. Proiectarea va trebui să evite saturarea tranzistorului.

● Efectul caracteristicii neideale a diodei poate fi redus folosind o **schemă cu amplificator operaţional,** ca cea din figura 17.24. Redresarea monoalternanţă este efectuată de dioda D_1, care conduce pentru valori negative ale tensiunii de intrare, $e(t)$, şi este blocată pentru valori pozitive ale acesteia. Dioda D_2 are un rol auxiliar: ea trebuie să evite saturarea ieşirii amplificatorului atunci cînd D_1 este blocată. Datorită cîştigului mare al amplificatorului operaţional, intrarea acestuia este virtual la masă şi ca urmare

$$v_0 \cong i_{A1}R_2. \quad (17.86)$$

Atunci cînd $i_{A1} > 0$ şi D_2 este blocată se poate scrie

$$-e = i_{A1}R_1 - v_1 = i_{A1}R_1 + \frac{v_{A1} + R_2 i_{A1}}{1 + A} = \quad (17.87)$$

$$= i_{A1}\left(R_1 + \frac{R_2}{1 + A}\right) + \frac{kT}{q(1 + A)} \ln \frac{i_{A1}}{I_0},$$

relaţie care o înlocuieşte pe (17.81). Dacă amplificarea A este suficient de mare, atunci

$$e(t) \cong - i_{A1} R_1 \quad (17.88)$$

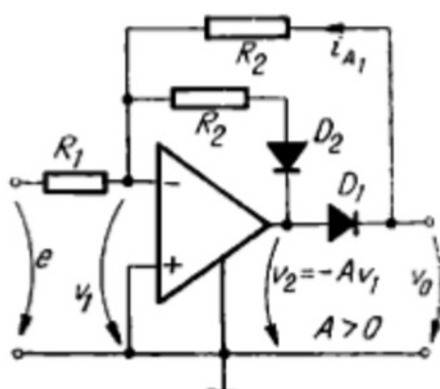


Fig. 17.24

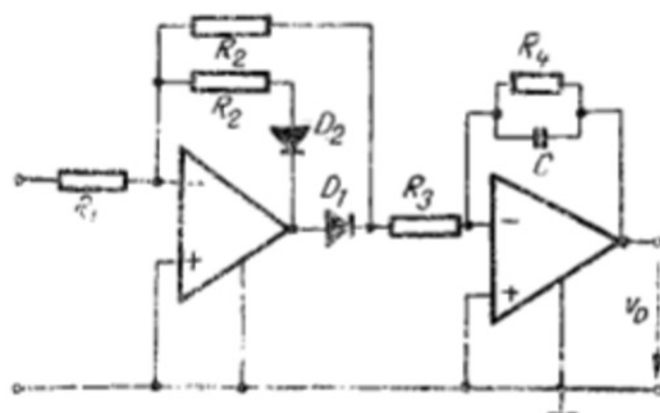


Fig. 17.25

şi v_0 este legat de $e(t)$ prin relaţiile

$$v_0 = \frac{-eR_2}{R_1} \text{ pentru } e < 0;$$
$$v_0 = 0 \text{ pentru } e \geqslant 0 \qquad (17.89)$$

care caracterizează un redresor monoalternanţă ideal. Cu alte cuvinte *utilizarea amplificatorului operaţional a permis „liniarizarea" caracteristicii de transfer prin eliminarea efectului caracteristicii exponenţiale a diodei în conducţie directă.*

○ **Notă.** Schema poate fi completată ca în figura 17.25, unde $R_3 \gg R_2$. Aici cel de-al doilea amplificator operaţional face parte dintr-un filtru trece-jos. Dacă $\omega_2 = 1/R_4C$ este mare în comparaţie cu frecvenţa maximă din spectrul lui $E'(t)$, atunci

$$v_0 = \frac{R_2R_4}{R_1R_3} e(t) \text{ pentru } e < 0. \qquad (17.90)$$

17.7. DETECTORUL DE VÎRF

● **Principiul de funcţionare al detectorului de vîrf.** Detecţia anvelopei semnalului modulat se poate face şi cu detectorul de vîrf din figura 17.26, *a*. Dacă privim funcţionarea acestuia la scara de timp corespunzătoare perioadei oscilaţiei de înaltă frecvenţă (purtătoare), atunci nu există nici o diferenţă faţă de funcţionarea redresorului monoalternanţă cu filtru capacitate. Pe fiecare „vîrf" al alternanţei pozitive, dioda ideală *D* se va deschide încărcînd condensatorul *C*. Acesta se descarcă lent cu, constanta de timp *RC*, pe un interval de aproape o perioadă.

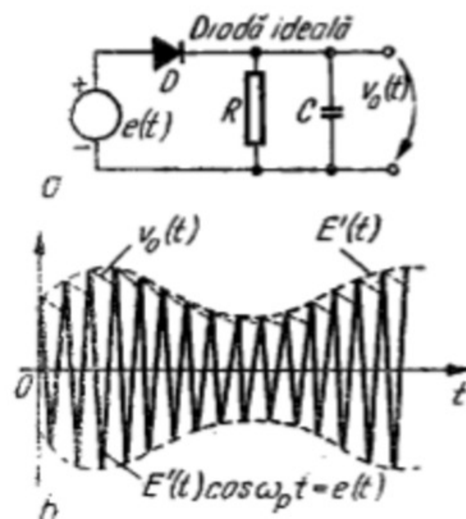


Fig. 17.26

Dacă amplitudinea semnalului de intrare este modulată, atunci tensiunea la ieşire urmăreşte anvelopa acestuia (fig. 6.12, *b*). Precizia este cu atît mai bună cu cît *RC* este mai mare, deoarece pulsaţiile în ritmul înaltei frecvenţe sînt mai mici. Totuşi, dacă *RC* este prea mare, atunci detectorul nu mai poate urmări porţiunile descendente ale anvelopei: apar distorsiuni „de neurmărire". O valoare de compromis este posibilă numai dacă $E'(t)$ variază suficient de lent (frecvenţa maximă din spectrul său ω_M este mult mai mică decît ω_p).

○ **Observaţie.** *Detectorul de vîrf nu funcţionează corect dacă $E'(t)$ devine negativ:* utilizarea sa în detecţia semnalelor $MA-PS$ şi BLU este imposibilă.

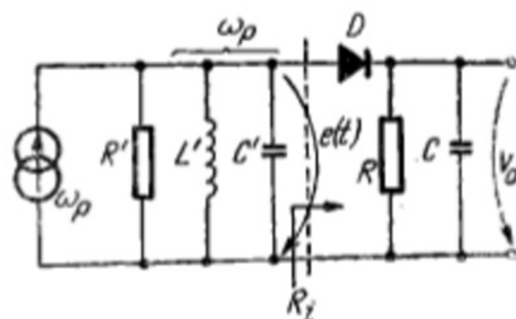


Fig. 17.27

● În receptoarele superheterodină se foloseşte un **detector de anvelopă (de vîrf) de bandă îngustă** ca cel din figura 17.27. Circuitul rezonant $R'L'C'$ este acordat pe purtătoarea semnalului MA (de fapt pe aşa-zisa *frecvenţă intermediară*, notată aici tot cu ω_p). Acest circuit, împreună cu generatorul de curent, modelează amplificatorul de frecvenţă intermediară. Impedanţa de intrare în detectorul propriu-zis (format din dioda D şi grupul RC) trebuie să fie suficient de mare pentru ca factorul de calitate al circuitului rezonant să nu fie redus substanţial şi selectivitatea etajului precedent să nu fie deteriorată.

Filtrarea bună a pulsaţiilor de înaltă frecvenţă este asigurată prin condiţia

$$f_p CR = \frac{\omega_p}{2\pi} CR \gg 1. \tag{17.91}$$

Teoria detectorului de anvelopă este dezvoltată în Anexa 17.1.

○ **Concluzii.** Se poate constata faptul că demodularea *modulaţiei complete* ($m = 1$) *este imposibilă.* Unele cerinţe de proiectare au un caracter contradictoriu. Aceasta — deoarece spre deosebire de schema pentru detecţia valorii medii, funcţionarea circuitului neliniar este inseparabil legată de prezenţa filtrului. Circuitul este simplu, dar optimizarea performanţelor este dificilă.

17.8. DETECŢIA SINCRONĂ (COERENTĂ)

● **Principiul detecţiei sincrone** este ilustrat în figura 17.28. *Semnalul modulat se multiplică cu purtătoarea şi rezultatul se aplică unui filtru trece-jos.* Să considerăm, de exemplu, un semnal $MP-PS$ $e(t) = Emf(t)\cos\omega_p t$, unde $f(t)$ este, pentru simplitate, $f(t) = \cos\omega t$. Putem scrie:

$$e(t) = E'\cos\omega_p t = E_1\cos\omega t\cos\omega_p t, \tag{17.92}$$

iar după multiplicarea cu purtătoarea se obţine:

$$v(t) = E_2\cos\omega t\ \cos^2\omega_p t = \frac{E_2}{2}\cos\ \omega t + \frac{E_2}{2}\cos\ \omega t\cos 2\omega_p t \tag{17.93}$$

şi semnalul modulator se obţine prin *filtrare* ($\omega < 2\omega_p$).

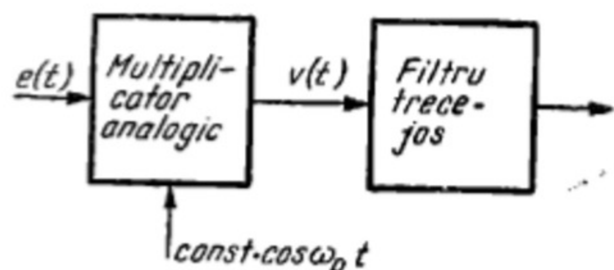


Fig. 17.28

Dacă se urmăreşte demodularea unui semnal cu bandă laterală unică (BLU), atunci:

$$e(t) = E_1\cos(\omega_p \pm \omega), \tag{17.94}$$

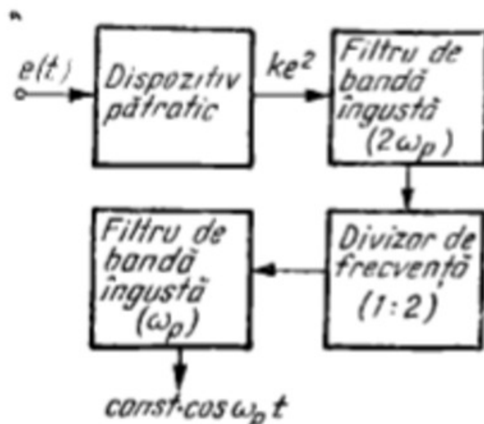


Fig. 17.29

deci în urma multiplicării cu purtătoarea obținem

$$v(t) = E_2 \cos(\omega_p \pm \omega)t \cos\omega_p t =$$

$$= \frac{E_2}{2}\cos(2\omega_p \pm \omega) + \frac{E_2}{2}\cos(\pm\omega t) = \qquad (17.95)$$

$$= \frac{E_2}{2}\cos(2\omega_p \pm \omega) + \frac{E_2}{2}\cos\ \omega t.$$

Dacă banda laterală este cea inferioară (semnul minus în relațiile (17.94) și (17.95)), atunci filtrarea se poate face dacă $\omega < 2\omega_p - \omega$, adică $\omega < \omega_p$.

● **Refacerea purtătoarei.** Pentru realizarea detecției sincrone se pot utiliza multiplicatoare (a se vedea subcapitolul 17.2). O dificultate constă în necesitatea de a dispune de purtătoare la recepție. Aici soluțiile sînt diferite, în funcție de tipul semnalului modulat.

Pentru un semnal MA — PS, purtătoarea poate fi reobținută cu un circuit ca cel din figura 17.29. Prin ridicare la pătrat cu un dispozitiv cu caracteristică pătratică, un semnal de forma (17.92) devine

$$ke^2(t) = k[E'(t)]^2\ \cos^2\omega_p t = \frac{kE'(t)^2}{2} + \frac{kE'(t)^2}{2}\cos 2\omega_p t. \qquad (17.96)$$

Componenta de frecvența $2\omega_p$ va fi filtrată, frecvența va fi divizată cu 2 (folosind tehnici numerice) și va fi din nou filtrat semnalul, obținînd un semnal de frecvența purtătoarei.

În cazul unui semnal BLU se poate recurge la soluția emiterii unui *semnal pilot* suplimentar, de frecvență ω_p și putere relativ redusă. Acest semnal va fi extras la recepție cu un filtru de bandă foarte îngustă (realizat de pildă cu un cristal de cuarț).

Dacă se transmite un semnal audio, atunci se poate renunța la emisia semnalului pilot, folosind un *oscilator independent la recepție.* Acesta va furniza un semnal de forma

$$v'_p = A'_p\ \cos\ [\omega_p t + \varphi(t)], \qquad (17.97)$$

unde $\varphi(t)$ este o funcție aleatoare lent variabilă în timp: aceasta reprezintă „eroarea" de fază sau de frecvență care există între purtătoarea de la emițător (suprimată la emisie) și oscilatorul independent din receptor. Semnalul de joasă frecvență obținut prin multiplicare și filtrare va fi afectat de eroarea de fază amintită (eroare care nu este sesizată de urechea umană). Chiar o diferență în frecvență nu va afecta inteligibilitatea semnalului. Metoda este însă inutilizabilă în cazul transmisiei unui semnal video.

BIBLIOGRAFIE

1. Băjeu G., Stancu Gh. *Generatoare de semnale sinusoidale*, Ed. tehnică, București, 1979.
2. Bărbat B., Presură I., Tănăsescu T. *Amplificatoare de audiofrecvență*. Ed. tehnică, București, 1972.
3. Bulucea C., Vais M., Profeta H. *Circuite integrate liniare*. Ed. tehnică, București, 1976.
4. Cătuneanu V. M., Buznea D. D. *Semiconductoarele în telecomunicații*. Ed. tehnică, 1962.
5. Clarke K. K., Hess D.T. *Communication circuits: analysis and design*. Addison-Wesley Reading, Massachusetts, 1971.
6. Constantin P., Radu O. *Tranzistoare unijoncțiune. Aplicații* Ed. tehnică, 1976.
7. Costea I. *Oscilatoare de audiofrecvență, teorie și aplicații Litografiat*, Institutul Politehnic București, 1979.
8. Damachi E. *Dispozitive semiconductoare multijoncțiune*. Ed. tehnică, 1980.
9. Dascălu D. *Injecția unipolară în dispozitive electronice semiconductoare*, Ed. Academiei, București, 1972.
10. Dascălu D. *Complemente la Cursul de circuite electronice* IPB, 1974.
11. Dascălu D. *Electronic processes in unipolar solid-state devices*. Ed. Academiei, București și Abacus Press, Tunbridge Wells, Kent, 1977.
12. Dascălu D. *Circuite electronice, note de curs*. Litografiat, Institutul Politehnic București, 1979 (1980).
13. Dascălu D., Profirescu M., Costea I., Sofron E., Ionescu M., Ștefan Gh., Brezeanu Gh. *Circuite electronice, culegere de probleme*. Litografiat, Institutul Politehnic București, 1980.
14. Dascălu D., Turic L., Hoffman J. *Circuite electronice*. Ed. Didactică și Pedagogică, București, 1981.
15. Drăgănescu M. *Procese electronice în dispozitive semiconductoare de circuit*. Ed. Academiei, București, 1862.
16. Drăgănescu M. *Electronica corpului solid*. Ed. tehnică. București, 1972.
17. Drăghici I., Costea I., Ionescu M., Rusu A., Manolescu A. M Sofron E. *Dispozitive electronice, culegere de probleme*. Litografiat, Institutul Politehnic București, 1980 (1981).
18. Gray E. P., Searle C. L. *Bazele electronicii moderne*, vol. I și II, Ed. tehnic, București, 1973.
19. Gray P. E., Witt De. D., Boothroyd R.A., Gibbons J.F. *Physical electronics and circuit models of transistors*. John Wiley, New York, 1964 (SEEC, vol. 2).
20. Gray P. R., Meyer R. G. *Analysis and design of analog integrated circuits*. John Wiley, New York, 1977.
21. Grove A. S. *Fizica și tehnologia dispozitivelor semiconductoare*. Ed. tehnică, București, 1973.

22. Kingston R. H. *Switching Times in Junction Diodes and Junction Transistors*. În: PIRE — 42, 1954.
23. Millman J., Halkias C. *Integrated electronics: analog and digital circuits and systems*. McGraw-Hill Kogakusha, Tokyo, 1972
24. Millman J., Taub H. *Pulse, Digital and Switching Waveforms*. Mc Graw Hill, 1965.
25. Profirescu M. D. *Computer Simulation of Bipolar Semiconductor Devices with Special Regard to Microwave PIN Diodes*. PhD Thesis, University of London (1974).
26. Săvescu M., Popescu M., *Circuite electronice* vol. II. Ed. tehnică, 1969.
27. Bulucea C. *Tranzistoare, culegere de probleme*, Ed. didactică și pedagogică, București, 1966.
28. Searle C. L., Boothroyd A. R., Angelo E. J. Jr., Gray P. E, Pederson D. O. *Elementary circuits properties of transistors*. John Willey, New York, 1967 (SEEC, vol. 3).
29. Ristea I., Bodea M. *Tranzistoare cu efect de cîmp*. Ed. tehnică, București, 1972.
30. Sze S. M. *Physics of semiconductor devices*. John Wiley, New York, 1969.
31. Tănăsescu T. *Manual de tuburi și circuite electronice*, vol. II. Ed. Academiei, 1957.
32. Thoronton R. D., De Witt D., Chenette E. R., Gray P. E. *Characteristics and limitations of transistor*. John Willey, New York, 1966 (SEEC, vol. 4).
33. Vătășescu A., Sinnreich H., Gavăt Șt., Stere R. *Circuite cu amplificatoare în industrie — Amplificatoare și oscilatoare*. Ed. tehnică, București, 1971.
34. Walston J. A., Miller J. R. *Transistor Circuit Design*. Mc Graw Hull, 1963.
35. *** *Circuite cu tranzistoare în industrie*. vol. II. Ed. tehnică, 1964.
36. *** *DC Power Supply Handbook*. Hewlett-Packard. 1970.

CONVENȚII ADOPTATE PENTRU SIMBOLURILE LITERALE ALE TENSIUNILOR ȘI CURENȚILOR

Studiul circuitelor electronice impune cunoașterea tensiunilor și curenților care au atît componente continue, cît și alternative. De asemenea, se definesc valori instantanee — variabile în timp — precum și valori care nu variază în timp (componenta continuă, valori eficace, maxime și minime etc.).

Pentru a le deosebi, notarea tensiunilor și curenților se face cu litere mari sau mici, atît pentru mărimi cît și pentru indici, după cum urmează:

• **pentru mărimi:**

— *litere mici:* mărimi variabile în timp (valori instantanee);

— *litere mari:* mărimi constante în timp (valori din punctul static de funcționare, componente continue, valori efective, maxime și minime etc.);

• **pentru indici:**

— *litere mici:* componentele variabile;

— *litere mari:* în toate celelalte cazuri (valori totale, valori statice, maxime sau minime, componente continue).

Luînd ca exemplu curentul de colector al unui tranzistor variind în regim armonic (vezi figura A.3.1), se poate scrie:

$$i_C = I_C + i_c = I_{C0} + i_{c\sim} = I_{C0} + I_{c1} \cos \omega t + I_{c2} \cos 2\omega t + \ldots,$$

unde:

i_C este valoarea instantanee (totală);

I_C — valoarea din punctul static de funcționare (în absența semnalului variabil);

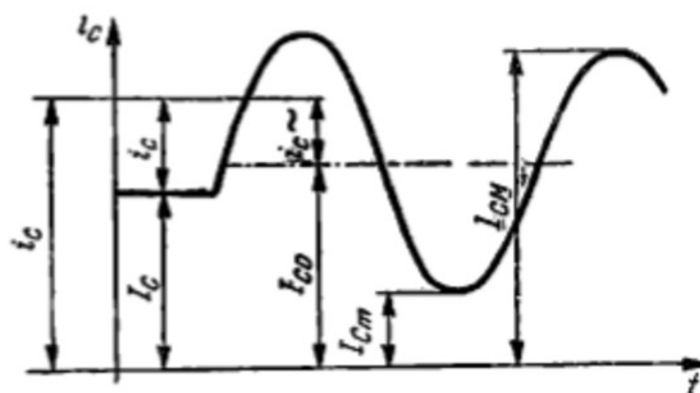


Fig. A. 3.1

i_c — valoarea instantanee a curentului variabil, în raport cu I_C;
I_{C0} — componenta medie;
$i_{c\sim}$ — valoarea instantanee a curentului variabil, în raport cu I_{C0};
I_{c1}; I_{c2} ... — valorile amplitudinilor componentelor armonice (Fourier).

○ **Observație.** *În regim liniar, există evident relațiile:*

$$I_C = I_{C0};\ i_c = i_{c\sim}$$

și se preferă utilizarea notațiilor I_C și i_c.

ANEXA 5.1

EFECTUL DOPĂRII NEUNIFORME A BAZEI

Modelul teoretic al tranzistorului dezvoltat în subcapitolul 5.3 corespunde unui profil abrupt de impurități (concentrația impurităților electronice este presupusă constantă în cele trei regiuni, emitor, bază, colector). Tranzistoarele actuale nu satisfac această condiție.

În figura **A.5.1**, *a* este *reprezentat profilul de impurități al unui tranzistor simplu difuzat*. Baza *n* se realizează prin difuzie în colectorul *p*, dînd naștere unei joncțiuni gradate colector-bază. Joncțiunea emitor-bază este aliată: aici se presupune un profil abrupt.

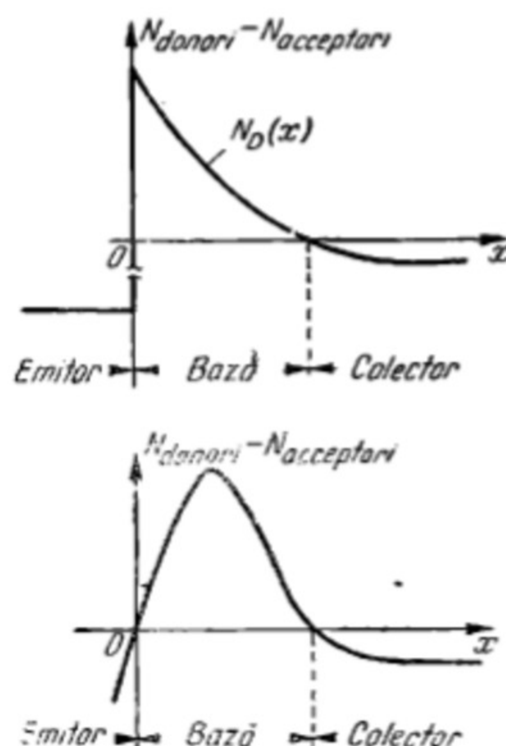


Fig. A. 5.1

În figura A.5.1, *b* se reprezintă un *profil dublu-difuzat* (realizat prin difuzia succesivă a bazei și a emitorului); ambele joncțiuni sînt gradate. Acest tip de profil corespunde majorității tranzistoarelor actuale, inclusiv tranzistoarele integrate. Acestea sînt tranzistoare cu siliciu realizate în tehnologie planară (fig. 5.8, *b*). Ele sînt de obicei de tip *npn*. Aici discutăm însă un tranzistor *pnp* (fig. A.5.1) pentru o comparație ușoară cu teoria dezvoltată în text.

Deoarece fluxul de curent care parcurge baza este esențial purtat de goluri, putem scrie

$$j_n = q\left(\mu_n n_n \mathcal{E} + D_n \frac{dn_n}{dx}\right) \cong 0,\ 0 < x < W. \tag{A.5.1}$$

În condiții de nivel mic de injecție putem scrie

$$n_n \cong N_D = N_D(x), \tag{A.5.2}$$

unde $N_D(x)$ este concentrația efectivă a atomilor donori în bază. Folosind relația Einstein (2.22) obținem

$$\mathcal{E} \cong -\frac{kT}{q} \cdot \frac{1}{N_D} \cdot \frac{\mathrm{d}N_D}{\mathrm{d}x}. \tag{A.5.3}$$

Aceasta este *intensitatea cîmpului intern din bază*, cîmp care rezultă din distribuția neuniformă a impurităților. În cazul structurii simplu difuzate din figura A.5.1, *a* avem $\mathrm{d}N_D/\mathrm{d}x < 0$, $\mathcal{E} > 0$. Cîmpul electric este îndreptat de la emitor la colector și antrenează golurile pe direcția lor normală de difuzie, „ajutînd" transportul acestora prin bază. În structura dublu-difuzată $\mathrm{d}N_D/\mathrm{d}x > 0$, $\mathcal{E} < 0$ (fig. A.5.1, *b*); golurile pot fi însă frînate de cîmp în vecinătatea emitorului.

● **Pentru** simplitate vom admite la început **o distribuție ca cea din figura A.5.1,** *a* și vom aproxima

$$N_D(x) = N_0 \exp(-x/L_D), \quad 0 < x < W, \tag{A.5.4}$$

obținînd din (A.5.3) un cîmp uniform

$$\mathcal{E} = \frac{kT}{qL_D}. \tag{A.5.5}$$

Densitatea curentului de goluri în bază va fi

$$j_p = q\left(\mu_p p_n \mathcal{E} - D_p \frac{\mathrm{d}p_n}{\mathrm{d}x}\right) = qD_p\left(-\frac{\mathrm{d}p_n}{\mathrm{d}x} + \frac{p_n}{L_D}\right). \tag{A.5.6}$$

Putem scrie și

$$j_p = qD_p\left(-\frac{\mathrm{d}p'_n}{\mathrm{d}x} + \frac{p'_n}{L_D}\right), \quad p'_n = p_n - p_{n0}, \tag{A.5.7}$$

deoarece j_p trebuie să se anuleze la echilibru termic ($p'_n = 0$).

Deoarece j_p depinde *liniar* de p'_n, prin înlocuire în ecuația de continuitate se obține o ecuație de difuzie *liniară*. Aplicînd condiții la limită de tipul (5.55), (5.56), vom obține tot o dependență liniară a curenților de factorii $\left[\exp\left(\frac{qV_{EB}}{kT} - 1\right)\right]$, $\left[\exp\left(\frac{qV_{CB}}{kT}\right) - 1\right]$, deci ecuații de tipul (5.67), (5.68). Similar, va fi valabil modelul de semnal mare (Ebers-Moll) și relația de reciprocitate (5.94).

● **Pentru o distribuție oarecare a donorilor în bază** se obține

$$j_p = -qD_p\left(\frac{\mathrm{d}p_n}{\mathrm{d}x} + \frac{1}{N_D} \cdot \frac{\mathrm{d}N_D}{\mathrm{d}x} p_n\right) \cong const. \tag{A.5.8}$$

Ecuația (A.5.8) se integrează în raport cu $p_n = p_n(x)$. Se folosesc condiții la limită similare cu (5.55), (5.56) și se obține relația

$$j_p \cong \frac{qD_p n_i^2}{\int_0^W N_D(x)\mathrm{d}x} \exp\frac{qv_{BE}}{kT}. \tag{A.5.9}$$

care pentru $N_D = const.$ revine la formula (5.85).

○ **Concluzii.** Doparea neuniformă a bazei are următoarele consecințe favorabile:

— micșorează timpul de transport prin bază crescînd frecvența maximă de lucru a tranzistorului (anexa 5.2);

— reduce efectul de modulare a grosimii bazei: stratul de sarcină spațială avansează mai greu spre emitor atunci cînd crește mărimea tensiunii pe colector (crește rezistența de ieșire, scade reacția internă, paragraful 5.83);

— efectul de pătrundere al bazei devine din același motiv extrem de puțin probabil (paragraful 5.5.6).

ANEXA 5.2

DOMENIUL DE FRECVENȚE ÎN CARE ESTE VALABIL CIRCUITUL ECHIVALENT NATURAL

● Dacă se aplică relația (5.233) în regim sinusoidal, se obține următoarea **condiție de validitate a circuitului natural**

$$\omega\tau_p \ll 1,\ \tau_p = \frac{1}{2}\cdot\frac{W^2}{D_p}. \tag{A.5.10}$$

Această condiție este imprecisă. De fapt și maniera intuitivă în care s-au justificat validitatea modelului de control prin sarcină (paragraful 5.7.3) este discutabilă. Vom deduce acum o **condiție mai riguroasă,** pe baza unei teorii mai generale.

Această teorie mai generală pleacă de la ecuația de continuitate a golurilor în bază. Aici nu se mai neglijează derivata în raport cu timpul. Ținînd seama că în baza neutră curentul de purtători minoritari este un curent de difuzie, se obține ecuația de difuzie „modificată" (3.90), pe care o retranscriem aici sub forma

$$D_p\frac{\partial^2 p_n'}{\partial x^2} = \frac{p_n'}{\tau_p} + \frac{\partial p_n'}{\partial t},\ p_n' = p_n(x, t) - p_{n0}. \tag{A.5.11}$$

Vom presupune că p_n' are o parte variabilă în timp $\Delta p_n'$, de mărime foarte mică, care se suprapune peste o componentă staționară fără a o modifica. Presupunem apoi că această parte de semnal mic a lui p_n' variază armonic cu frecvența ω și se poate reprezenta printr-un fazor, $\underline{p}_{n1}'(x)$, care este soluția ecuației

$$D_p\frac{d^2\underline{p}_{n1}'}{dx^2} = \frac{\underline{p}_{n1}'}{\tau_p} + j\omega\underline{p}_{n1}', \tag{A.5.12}$$

care se mai scrie sub forma

$$\frac{d^2}{dx^2}(\underline{p}_{n1}') - \frac{s^2}{L_p^2}\underline{p}_{n1}' = 0, \tag{A.5.12}$$

unde

$$s = \sqrt{1 + j\omega\tau_p}. \tag{A.5.13}$$

Soluţia este de forma

$$\underline{p}'_{n1} = A \exp\left(-\frac{s}{L_p}x\right) + B\exp\left(\frac{s}{L_p}x\right), \tag{A.5.14}$$

unde A şi B se determină prin condiţiile la limită:

$$\underline{p}'_{n1} = \underline{p}'_{n1}(0) \text{ pentru } x = 0, \ \underline{p}'_{n1} \cong 0 \text{ pentru } x = W. \tag{A.5.15}$$

obţinem astfel

$$\underline{p}'_{n1}(x) = \underline{p}'_{n1}(0)\frac{\operatorname{sh}\frac{s}{L_p}(W - x)}{\operatorname{sh}\left(\frac{s}{L_p}W\right)}. \tag{A.5.16}$$

Calculînd *curentul alternativ de colector* ca fiind egal cu componenta alternativă a curentului de difuzie de goluri la $x = W$, găsim

$$\underline{I}_{c1} = -qA_I D_p \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}x}\underline{p}'_{n1}(x)\bigg|_{x=W} = \frac{qA_I D_p s \underline{p}'_{n1}(0)}{L_p \operatorname{sh}\left(\frac{W}{L_p}s\right)}. \tag{A.5.17}$$

Vom estima acum fazorul corespunzător *părţii alternative a sarcinii de goluri minoritare în exces în bază*

$$\underline{q}_{F1} = qA_I\int_0^W \underline{p}'_{n1}(x)\mathrm{d}x = \underline{q}A_I p'_{n1}(0)\frac{\left(\frac{s}{L_p}\right)^{-1}\left[\operatorname{ch}\left(\frac{W}{L_p}s\right) - 1\right]}{\operatorname{sh}\left(\frac{W}{L_p}s\right)}. \tag{A.5.18}$$

Din relaţiile (A.5.17) şi (A.5.18) obţinem

$$\frac{\underline{q}_{F1}}{\underline{I}_{c1}} = \frac{\operatorname{ch}\left(\frac{W}{L_p}s\right) - 1}{D_p\left(\frac{s}{L_p}\right)^2}, \ s = \sqrt{1 + j\omega\tau_p}. \tag{A.5.19}$$

La frecvenţe foarte joase $\omega = 0$, $s = 1$ şi $\underline{q}_{F1}$ este în fază cu $\underline{I}_{c1}$. Vom determina acum limita de frecvenţă pînă la care cele două mărimi electrice rămîn în fază. Presupunem

$$\left|\frac{W}{L_p}s\right| < 1 \tag{A.5.20}$$

şi dezvoltăm în serie cosinusul hiperbolic. Vom scrie:

$$\frac{q_{F1}}{I_{e1}} \cong \frac{1 + \frac{1}{2}\left(\frac{W}{L_p} s\right)^2 + \ldots - 1}{D_p\left(\frac{s}{L_p}\right)^2} = \frac{W}{2D_p} = \tau_F, \tag{A.5.21}$$

care este corespondentul relaţiei (5.196) din modelul de control prin sarcină. De aici rezultă că *frecvenţa limită pînă la care este valabil circuitul echivalent natural derivat din modelul de control prin sarcină poate fi definită de inegalitatea (A.5.20)*. Ţinînd seama că $W \ll L_p$, din (A.5.20) obţinem cu o foarte bună aproximaţie

$$\omega < \frac{1}{\tau_p}\left(\frac{L_p}{W}\right)^2 = \frac{D_p}{W^2} = \frac{1}{2\tau_F}, \tag{A.5.22}$$

condiţie care înlocuieşte relaţia (A.5.10).

Notăm aici că $\tau_p = L_p^2/D_p$ poate fi privit ca timpul mediu de difuzie al golurilor minoritare în exces pînă la distanta L_p. Similar, W^2/L_p poate fi considerat ca timpul de difuzie a purtătorilor minoritari prin bază. Condiţia (A.5.22) cere ca acest timp să fie mai scurt decît $T/2\pi$, unde T este perioada semnalului aplicat.

Frecvenţa limită f_β definită de relaţiile (5.294), (5.295) se scrie succesiv (paragrafele 5.8.1 şi 5.10.1):

$$f_\beta = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{g_{b'e}}{C_{b'e} + C_{b'c}} \cong \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{g_{b'e}}{C_{b'e}} = \frac{1}{2\pi\tau_{BF}} = \frac{1}{2\pi\beta_F\tau_F}, \tag{A.5.23}$$

deci domeniul de validitate al circuitului echivalent se extinde la frecvenţe substanţial mai ridicate decît f_β.

Cu totul alta este situaţia cu **frecvenţa de tăiere** $f_T = 1/2\pi\tau_F$ (paragraful 5.10.1). Deoarece $\omega_T = 2\pi f_T = 1/\tau_F$, ne găsim la dublul frecvenţei limită definite de relaţia (A.5.22). Aceasta înseamnă că circuitul echivalent nu este adecvat pentru calculul lui $\underline{\beta}$ la frecvenţa la care $\underline{\beta} = 1$, iar expresiile (5.298) şi (5.299) definesc o frecvenţă de tăiere extrapolată (de fapt f_T se şi determină prin extrapolare).

În context mai prezintă interes **frecvenţa limită** f_α **asociată amplificării în curent în conexiune bază comună** (*BC*), **cu ieşirea în scurtcircuit.** Factorul de amplificare în curent corespunzător este definit de

$$\underline{\alpha} = \frac{\underline{I}_{c1}}{\underline{I}_{e1}}, \tag{A.5.24}$$

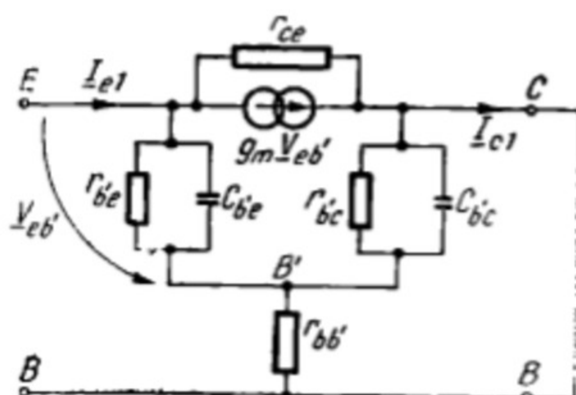


Fig. A. 5.2

calculat de pe figura A.5.2. Neglijind efectul lui $r_{bb'}$ calculăm de fapt un factor de amplificare în curent al tranzistorului intern

$$\underline{\alpha}_{int} = \left.\frac{\underline{I}_{c1}}{\underline{I}_{e1}}\right|_{r_{bb'}=0}. \tag{A.5.25}$$

Cu $g_{ce} \gg g_m$ găsim

$$\underline{\alpha}_{int} = \frac{\alpha_0}{1 + j\dfrac{\omega}{\omega'_{\alpha,\,int}}}, \tag{A.5.26}$$

unde

$$\alpha_0 = \frac{g_m}{g_m + g_{b'e}} = \frac{\beta_F}{\beta_F + 1} = \alpha_F; \tag{A.5.27}$$

$$\omega'_{\alpha,\,int} = \frac{g_m + g_{b'e}}{C_{b'e}} \cong \frac{g_m}{C_{b'e}} \cong \omega_T = 2\pi f_T, \tag{A.5.28}$$

deci $f'_{\alpha,\,int}$ definit de relația (A.5.26) este aproximativ egal cu frecvența de tăiere, f_T.

Dar, așa cum am arătat mai sus, circuitul echivalent nu este valabil pînă la o frecvență atît de ridicată. Deci $\omega'_{\alpha,\,int}$ nu corespunde definiției, *nu este adevărata frecvență limită corespunzătoare amplificării* (*A*.5.25).

Dacă neglijăm curentul de electroni al emitorului, atunci $\underline{I}_{e1}$ poate fi calculat prin analogie cu $\underline{I}_{c1}$ din relația (A.5.17):

$$\underline{I}_{e1} = -qA_J D_p \frac{d}{dx}\underline{p}'_{n1}(x)\Big|_{x=0} = \frac{qA_J D_p}{L_p}\cdot\frac{s p'_n(0)}{\operatorname{sh}\dfrac{W}{L_p}s}\operatorname{ch}\frac{W}{L_p}s \tag{A.5.29}$$

$$\underline{\alpha}_{int} = \frac{\underline{I}_{c1}}{\underline{I}_{e1}} = \frac{1}{\operatorname{ch}\dfrac{W}{L_p}s} = \frac{1}{\operatorname{ch}\dfrac{W}{L_p}\sqrt{1 + j\omega\tau_p}}, \tag{A.5.30}$$

expresie care ține cont de difuzia și recombinarea golurilor minoritare în bază. Pentru $\omega = 0$ se obține $\alpha_0 = \beta_t = \alpha_F$ (cu $\gamma_E = 1$), unde factorul de transport β_t este dat de relația (5.66). În formula (A.5.30) vom presupune $W \ll L_p$ și vom aproxima

$$s = \sqrt{1 + j\omega\,\tau_p} \cong \sqrt{j\omega\tau_p} \tag{A.5.31}$$

pentru a calcula $\omega_{\alpha,\,int}$, la care $|\underline{\alpha}_{int}| = \alpha_0/\sqrt{2}$. Calculele dau

$$\omega_{\alpha,\,int} = 2{,}43\frac{1}{\tau_p}\left(\frac{L_p}{W}\right)^2 = 2{,}43\frac{D_p}{W^2} = \frac{1{,}215}{\tau_F} = 1{,}215\frac{g_m}{C_{dE}} = \tag{A.5.32}$$

$$= 1{,}215\frac{g_m}{C_{b'e}} \cong 1{,}215\omega_T,$$

deci o corecție la relația (A.5.28).

Se vede imediat că în jurul frecvenței $\omega_{\alpha,\,int}$ aproximația (A.5.31) este într-adevăr justificată.

○ **Observație.** Desigur, datorită neglijărilor de mai sus expresia calculată pentru ω_α nu are decît o valoare orientativă. Cu alte cuvinte, există și alte constante de timp care limitează răspunsul în frecvență al tranzistorului

în afara timpului de difuzie a golurilor prin bază $W^2/L_p = 2\tau_F$*). Alte limitări intervin datorită:

— timpului de tranzit al golurilor prin regiunea de sarcină spațială a colectorului;

— constantei de timp $r_{bb'}$, $C_{b'c}$ de încărcare a capacității bază-colector prin rezistența distribuită a bazei (a se vedea și paragraful 5.10.2);

— constantei de timp de încărcare a capacității de barieră a emitorului;

— constantei de timp de încărcare a capacității colector-substrat (fig. 5.8,*b*), care apare în paralel cu joncțiunea colector-bază prin conectarea (în curent alternativ) a substratului la masă, prin rezistența serie a colectorului.

ANEXA 5.3

DEPENDENȚA PARAMETRILOR CIRCUITULUI ECHIVALENT NATURAL DE CONDIȚIILE DE LUCRU

Circuitul echivalent natural prezentat în subcapitolul 5.8 este reluat în figura A.5.3 într-o variantă simplificată. Am luat în considerare pe $C_{b'c}$ neglijind pe $r_{b'c}$.

Neglijarea s-a făcut pe baza următoarelor considerente: În schema din figura 5.75 grupurile conductanță-capacitate corespunzătoare celor două joncțiuni au exact aceeași constantă de timp. Ulterior se iau în considerare și capacitățile de barieră. Capacitatea de barieră a joncțiunii emitorului are un efect neînsemnat, dar cea a joncțiunii colectorului mărește considerabil constanta de timp a grupului *RC* amplasat între colector și bază (a se vedea de pildă datele numerice din figura 5.76). Ca urmare, în domeniul de frecvențe în care $C_{b'c}$ începe să aibă efect, rezistența $r_{b'c}$ este practic scurtcircuitată de $C_{b'c}$ și ca urmare nu a mai fost reprezentată din figura A.5.3.

Dependența prezisă de teorie pentru parametrii circuitului echivalent apare în tabelul A.5.1. Pentru simplitate se presupune $\gamma_E = 1$ și $\tau_{BF} = \tau_p$. Fără îndoială că în situațiile reale teoria elementară nu este riguros satisfăcută, deoarece o serie de presupuneri sînt rareori sau deloc realizabile (model unidimensional, joncțiuni abrupte, nivel mic de injecție). Totuși se constată că sensul de variație prezis de teoria simplă se menține. În aceste condiții formulele ne pot ajuta la extrapolarea unor parametri de catalog la alte condiții decît cele indicate. Extrapolarea trebuie făcută cu prudență, în condiții nu prea îndepărtate de cele de referință.

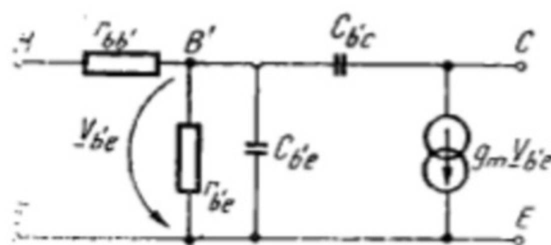


Fig. A. 5.3

* Acest timp poate fi micșorat (de pildă de două ori) datorită cîmpului intern în bază (Anexa 5.1.) Alte modificări apar la nivele mari de injecție.

Tabelul A. 5.1

Variaţia parametrilor circuitului echivalent natural cu tensiunea, curentul şi temperatura

Parametrul	*Relaţia teoretică*	*Variaţia cu creşterea*		
		I_C	V_{CE}	T
g_m	$\frac{qI_C}{kT}$	creşte liniar	constant (independent)	invers proporţional
$g_{b'e}$	$g_m \frac{W^2}{2D_p\tau_p}$	creşte liniar	scade	scade mai rapid decît invers proporţional
$C_{b'e} \cong C_{dE}$	$g_m \cdot \frac{W^2}{2D_p}$	creşte liniar	scade	variaţie slabă
$C_{b'c}$	$\cong$ const $(V_{CE})^{-n}$	constant (independent)	scade	independent
$r_{bb'}$	—	scade la curenţi mari	—	creşte
β_0	$g_m/g_{b'e}$	independent	creşte	creşte

● În legătură cu **dependenţa de curentul de lucru** remarcăm că $r_{bb'}$ începe să scadă cu I_C dincolo de un anumit nivel de curent datorită fenomenului de aglomerare a curentului la periferia emitorului (fig. 5.71). Teoretic β_0 este independent de curent*. În realitate, într-o plajă mai largă de curenţi se constată o astfel de dependenţă.

Cazul reprezentat în figura A.5.4 este fericit: variaţia este neobişnuit de mică ($\pm$ 5% pe cinci decade de curent).

● **Dependenţa de tensiunea de colector** a lui $g_{b'e}$ şi $C_{b'e}$ este rezultatul modulării grosimii bazei. Dependenta $C_{b'c} \sim |V_{CE}|^{-n}$ (unde $n = 1/2$ pentru joncţiuni abrupte şi $n = 1/3$ pentru joncţiuni gradate liniar) este evident o simplificare pentru tensiuni de colector suficient de mari (cel puţin cîţiva volţi).

Dependenţa lui $r_{bb'}$ de V_{CE} este incertă. Dacă fenomenul de aglomerare a curentului poate fi neglijat (la curenţi mici), atunci $r_{bb'}$ creşte odată cu creşterea lui $|V_{CE}|$ deoarece baza se îngustează.

● **Dependenţa de temperatură** se discută *în situaţia în care punctul de funcţionare este fix*. În circuitele reale variaţiile punctului de funcţionare (I_C, V_{CE}) cu temperatura pot duce la variaţii mai mari ale parametrilor decît variaţiile directe cu temperatura.

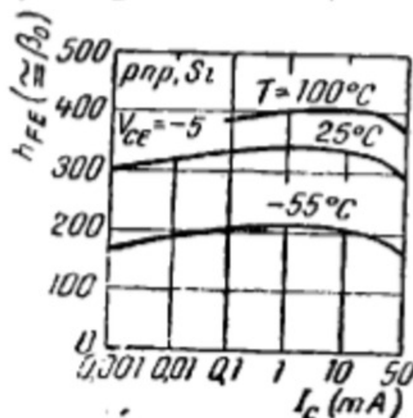


Fig. A. 5.4

---

* $g_{b'e}$ nu se calculeză cu formula din tabel (τ_p nu este cunoscut), ci cu relaţia $g_{b'e} = g_m/\beta_0$, unde g_m este calculat, iar β_0 — măsurat.

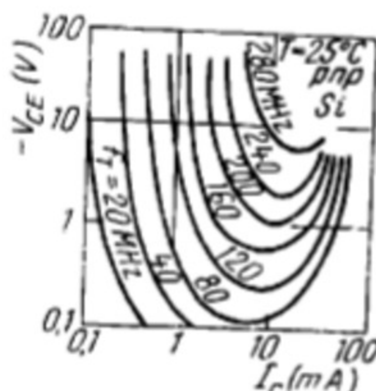


Fig. A. 5.5

În relațiile teoretice: W este independent de temperatură, τ_p crește cu creșterea temperaturii (mișcarea termică mai rapidă face mai puțin probabilă captarea de către centrii de recombinare), în timp ce D_p scade cu creșterea temperaturii. Deoarece $D_p = \mu_p kT/q$ iar (orientativ) $\mu \sim T^{-2,5}$, putem presupune $D_p \sim T^{-1,5}$. $C_{b'e}$ are o variație slabă cu temperatura (probabil crește ușor cu creșterea lui T. $r_{b'e} = 1/g_{b'e}$ crește sigur cu temperatura. Dacă se dă variația cu temperatura lui $\beta_0 (d\beta_0/dT > 0)$, atunci se deduce $r_{b'e} \sim T\beta_0(T)$, deci crește mai rapid decît direct proporțional.

● **Dependența frecvenței de tăiere de condițiile de lucru.** În paragraful 5.10.1 se definește frecvența de tăiere $f_T \cong g_m/2\pi C_{b'e}$. Această frecvență limită de lucru a dispozitivului ar trebui să crească cu creșterea lui $|V_{CE}|$ (deoarece $C_{b'e}$ scade) și de asemenea să crească cu I_C. Dependența experimentală este reprezentată în figura A.5.5 sub formă de curbe $f_T = const.$ în planul $I_C - V_{CE}$. Se observă că la $V_{CE} = const.$ f_T crește într-adevăr cu I_C, dar numai la curenți suficienți de mici.

Abaterea de la curenți mari nu trebuie să surprindă, deoarece teoria noastră nu acoperă și situația de la nivele mari de injecție.

ANEXA 6.1

TEORIA TRANZISTORULUI CU EFECT DE CÎMP CU POARTĂ JONCȚIUNE

Calculul caracteristicilor statice ale TECJ la o tensiune v_{DS} oarecare întîmpină următoarea dificultate: în dispozitiv există *cîmpul transversal* (perpendicular pe joncțiunea poartă-canal) creat de tensiunea v_{GS} și *cîmpul longitudinal* (pe direcția x, de curgere a curentului) care este rezultatul aplicării tensiunii v_{DS}. De fapt **trebuie găsită distribuția bidimensională a cîmpului electric** (în planul figurii 6.6). Aceasta este o problemă dificilă (rezolvarea ecuației Poisson) care are o soluție analitică numai pentru configurații geometrice particulare.

Teoria dezvoltată aici se bazează pe *aproximația graduală a lui Schockley*. Se presupune că variația lărgimii canalului pe direcția sursă-drenă se face suficient de lent pentru ca în fiecare plan perpendicular pe direcția x să se poată aplica rezultatele modelului unidimensional. Se calculează astfel extinderea regiunii de sarcină spațială, neglijînd cîmpul electric longitudinal (de intensitate comparativ redusă). Notînd cu $V(x)$ potențialul canalului la distanța x de sursă și folosind relațiile (6.1) și (6.3) obținem:

$$b(x) = a\left[1 - \left(\frac{V(x) + \Phi_{B0} - V_{GS}}{\Phi_{B0} - V_T}\right)^{1/2}\right]. \qquad (A.6.1)$$

Dacă $V_{GS} - V(x) > V_T$ în orice punct al canalului, acesta este deschis şi la distanţa x de sursă densitatea de curent va fi:

$$J_x = q\mu_n N_D \left[-\frac{dV(x)}{dx} \right], \tag{A.6.2}$$

unde $-dV(x)/dx$ este intensitatea cîmpului electric longitudinal (pe direcţia x). Intensitatea curentului I_x se obţine multiplicînd J_x cu secţiunea canalului neutru $2b(x)\,W$. Ca urmare

$$I_x = -2Wb(x)q\mu_n N_D \frac{dV(x)}{dx} = -G_0 \frac{b(x)L}{a} \cdot \frac{dV(x)}{dx}. \tag{A.6.3}$$

Dar curentul I_x trebuie să fie egal cu I_D, independent de x. Din (A.6.3) rezultă un cîmp electric $-dV(x)/dx$ neuniform. Nu este însă necesar să calculăm acest cîmp pentru a determina curentul I_D. Folosind relaţia evidentă

$$I_D = \frac{1}{L}\int_0^x I_x \,dx = -\frac{G_0}{a}\int_0^{V_{DS}} b(V)dV, \tag{A.6.4}$$

unde $b(V)$ este dat de relaţia (A.6.1) ($V(0) = 0$ şi $V(L) = V_{DS}$).
Se obţine astfel *ecuaţia caracteristicilor*

$$I_D = G_0 \left\{ V_{DS} - \frac{2}{3}(\Phi_{B0} - V_T)^{-1/2}[(v_{DS} + \Phi_{B0} - v_{GS})^{3/2} - (\Phi_{B0} - v_{GS})^{3/2}] \right\}. \tag{A.6.5}$$

Conductanţa de drenă la semnale mici în punctul de funcţionare definit de tensiunile V_{DS}, V_{GS} este

$$g_d = \left.\frac{\partial i_D}{\partial v_{DS}}\right|_{V_{DS}, V_{GS}} = G_0\left[1 - \left(\frac{V_{DS} + \Phi_{B0} - V_{GS}}{\Phi_{B0} - V_T}\right)^{1/2}\right]. \tag{A.6.6}$$

La tensiuni de drenă foarte mici se obţine conductanţa corespunzătoare regiunii liniare a caracteristicilor

$$g_{d0} = g|_{V_{DS}\to 0} = G_0\left[1 - \left(\frac{\Phi_{B0} - V_{GS}}{\Phi_{B0} - V_T}\right)^{1/2}\right] \tag{A.6.7}$$

şi prin neglijarea lui Φ_{B0} se reobţine relaţia (6.7) din text.

Relaţia (A.6.6) arată că g_d scade atunci cînd V_{DS} creşte, justificînd astfel curbura caracteristicilor $v_{GS} = const.$ din figura 6.5. Pentru tensiunea $V_{DS} = V_{GS} - V_T$ conductanţa (A.6.6) se anulează: aceasta este chiar tensiunea „de saturaţie" (6.12) la care tangenta la curbă ajunge orizontală.

Curentul „de saturaţie" se obţine din relaţia (A.6.5) pentru $v_D = v_{DS,\,sat} = v_{GS} - V_T$;

$$i_{D,\,sat} = G_0\left\{v_{GS} - V_T - \frac{2}{3}(\Phi_{B0} - V_T)^{-1/2}[(\Phi_{B0} - V_T)^{3/2} - (\Phi_{B0} - v_{GS})^{3/2}]\right\} \tag{A.6.8}$$

şi se mai poate pune şi sub forma:

$$i_{D,\,sat} = G_0\left\{(v_{GS} - \Phi_{B0})\left[1 - \frac{2}{3}\left(\frac{\Phi_{B0} - v_{GS}}{\Phi_{B0} - V_T}\right)^{1/2}\right] + \right.$$
$$\left. + \frac{1}{3}(\Phi_{B0} - V_T)\right\}. \qquad (A.6.9)$$

Relaţia $i_{D,\,sat} = i_{D,\,sat}(v_{GS})$ este chiar ecuaţia caracteristicii de transfer pentru $v_{DS} > v_{DS,\,sat}$. Se poate arăta că o dependenţă parabolică de forma (6.14) reprezintă o aproximaţie rezonabilă a caracteristicii teoretice.

Regiunea de saturaţie este regiunea normală de lucru a TECJ lucrînd ca amplificator. Teoria dă aici $g_d = 0$ (în realitate există o conductanţă g_d finită) precum şi o pantă (transconductanţă) care se obţine din relaţia (A.6.8):

$$g_{m,\,sat} = \left.\frac{\partial i_{D,\,sat}}{\partial v_{GS}}\right|_{V_{GS}} = G_0\left[1 - \left(\frac{\Phi_{B0} - V_{GS}}{\Phi_{B0} - V_T}\right)^{1/2}\right], \qquad (A.6.10)$$

care are proprietatea foarte interesantă

$$g_{m,\,sat}(V_G) \equiv g_{d0}(V_{GS}) \qquad (A.6.11)$$

(deci panta din regiunea de saturaţie este egală cu conductanţa din regiunea liniară la aceeaşi valoare a lui V_{GS}).

○ **Notă.** În verificarea experimentală a teoriei trebuie să ţinem seama de *efectul rezistenţelor parazite în serie cu canalul* lîngă sursă (r_s) şi lîngă drenă (r_d). Dacă $g_{d0}^{\bullet}$ este conductanţa măsurată în regiunea liniară şi g_{d0} este conductanţa canalului (în serie cu r_s şi r_d), atunci

$$g_{d0}^{\bullet} = \frac{g_{d0}}{1 + (r_s + r_d)g_{d0}} < g_{d0}. \qquad (A.6.12)$$

Rezistenţa serie de lîngă sursă, r_s, determină de asemenea reducerea pantei măsurate în regiunea de saturaţie:

$$g_{m,\,sat}^{\bullet} = \frac{g_{m,\,sat}}{1 + r_s g_{m,\,sat}} < g_{m,\,sat}. \qquad (A.6.13)$$

Acest ultim rezultat poate fi obţinut tratînd r_s ca o rezistenţă exterioară tranzistorului (calculele se fac cu $g_d = 0$).

ANEXA 8.1

ALTE DISPOZITIVE SEMICONDUCTOARE CU JONCŢIUNI

A.8.1. Circuite cu dispozitive multijoncţiune

În numeroase aplicaţii unde este necesar să reglăm curentul în sarcină: sudura electrică, instalaţii de iluminat, comanda vitezei unui motor ş.a., aceasta se realizează fie variind tensiunea din secundarul unui transforma-

tor; fie introducînd un reostat în serie cu sarcina. Prima soluţie este costisitoare, iar a doua nu convine datorită pierderilor pe reostat. Întrebuinţarea dispozitivelor multijoncţiune de tip tiristor sau triac rezolvă problema — atît din punctul de vedere al costului, cît şi al randamentului. În continuare ne vom referi la *controlul puterii de c.c. în sarcină* (redresorul comandat) şi la *controlul puterii de c.a. în sarcină.* Acestea sînt numai două dintre întrebuinţările foarte numeroase ale dispozitivului multijoncţiune: *circuite de impulsuri* (oscilatoare de relaxare, oscilatoare de tensiune liniar-variabilă, numărătoare), *circuite pentru conversia energiei electrice* (invertoare, convertoare), *contactoare statice, relee electronice.*

A.8.1.1. Redresor comandat cu tiristor

● Dacă aplicăm unui tiristor o tensiune alternativă între anod şi catod, dispozitivul se va bloca în alternanţele negative (cînd tensiunea anodică scade sub tensiunea de menţinere V_H), dacă în alternanţele pozitive amorsăm tiristorul printr-un semnal de comandă sincronizat cu tensiunea anodică. Curentul continuu prin sarcină poate fi variat prin schimbarea momentului din semiperioada pozitivă în care tiristorul este comutat în conducţie. Acesta este **principiul de funcţionare al unui redresor comandat**

● **Schema bloc** este dată în figura A.8.1. *D* este un dispozitiv comutator legat în serie cu poarta tiristorului. Cînd tensiunea v_C, furnizată de circuitul de comandă *CC* depăşeşte tensiunea de autoamorsare V_{BO} a dispozitivului *D*, acesta intră în conducţie, pe el căzînd tensiunea de menţinere V_{HD} — practic independentă de curentul i_D. Condiţia $v_C = V_{BO}$ este îndeplinită la unghiul $\omega t = \varphi$ numit *unghi de întîrziere* (fig. A.8.2). Odată cu intrarea în conducţie a dispozitivului comutator *D* se amorsează tiristorul, curentul i_D prin *D* fiind în acelaşi timp curentul de comandă i_G al porţii tiristorului. Căderea de tensiune pe tiristor în conducţie este $V_H \cong 1$V, independentă de curentul i_L. Cînd tensiunea v_i scade sub tensiunea V_H,

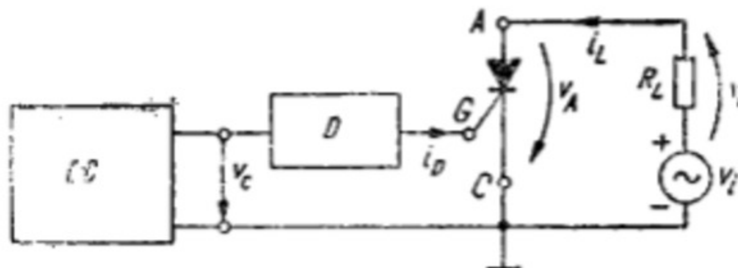


Fig. A. 8.1

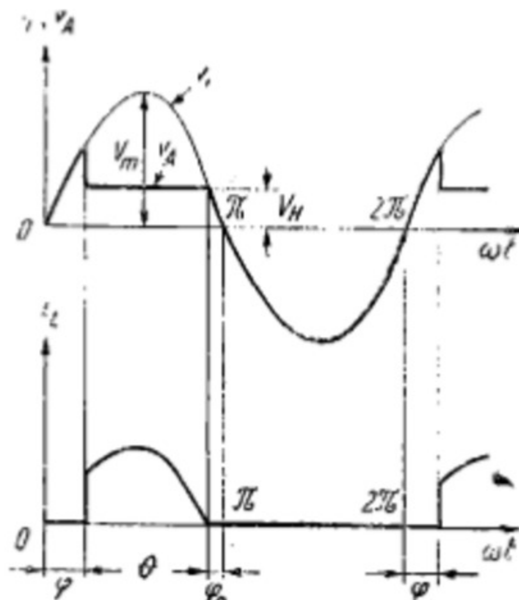


Fig. A 8.2

de menținere a tiristorului, acesta se blochează (la unghiul $\pi-\varphi_0$). Curentul prin tiristor este:

$$i_L = \begin{cases} \dfrac{v_i - V_H}{R_L} = \dfrac{V_m \sin \omega t - V_H}{R_L}, & \varphi < \omega t < \pi - \varphi_0; \\ 0 & , 0 < \omega t < \varphi,\ \pi - \varphi_0 < \omega t < 2\pi. \end{cases} \quad \text{(A.8.1)}$$

Curentul mediu (componenta continuă a lui i_L) prin sarcină va fi:

$$I_{L0} = \frac{1}{2\pi} \int_{\varphi}^{\pi-\varphi_0} i_L \mathrm{d}(\omega t) = \frac{1}{2\pi R_L} \int_{\varphi}^{\pi-\varphi_0} (V_m \sin \omega t - V_H) \mathrm{d}(\omega t),$$

care conduce la:

$$I_{L0} = \frac{V_m}{2\pi R_L} \left[\cos \varphi + \cos \varphi_0 - \frac{V_H}{V_m}(\pi - \varphi_0 - \varphi)\right]. \quad \text{(A.8.2)}$$

Unghiul $\theta = \pi - \varphi_0 - \varphi$ se numește *unghi de conducție*, iar unghiul φ_0 este dat de $V_H = V_m \sin \varphi_0$. Pentru valori mari ale amplitudinii tensiunii alternative, raportul V_H/V_m este mic, iar unghiul φ_0 neglijabil, și relația (A.8.2) devine:

$$I_{L0} = \frac{V_m}{2\pi R_L}(1 + \cos \varphi). \quad \text{(A.8.3)}$$

Tensiunea continuă pe sarcină este:

$$V_{L0} = \frac{V_m}{2\pi}(1 + \cos \varphi). \quad \text{(A.8.4)}$$

care pentru $\varphi = 0$ se reduce la valoarea medie a tensiunii redresate monoalternanță $V_{L0} = V_m/\pi$ (capitolul 15). Relația (A.8.4) arată că tensiunea continuă pe sarcină poate fi variată modificînd poziția la care tensiunea de comandă v_C depășește tensiunea V_{BO} de autoamorsare a dispozitivului D. Domeniul de variație al tensiunii redresate V_{L0} este între zero ($\varphi = \pi$, tiristorul blocat tot timpul) și $V_{L0} = V_m/\pi$, valoarea maximă ce se obține pentru $\varphi = 0$, cînd tiristorul se amorsează la începutul alternanței pozitive.

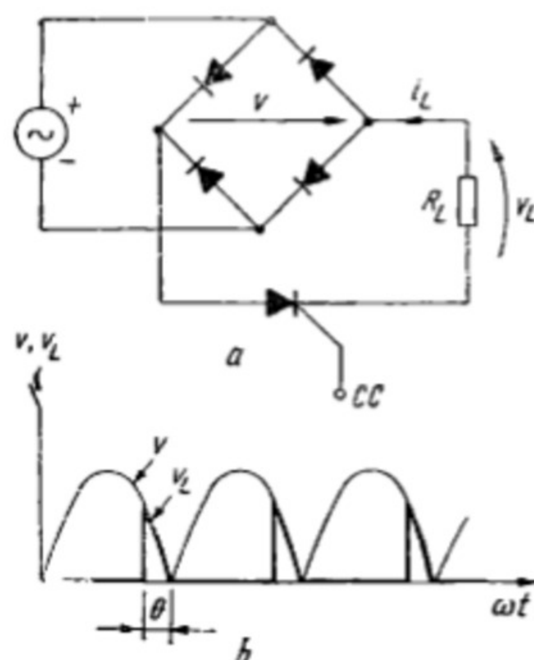


Fig. A. 8.3

● În figura A.8.3, *a* este dată **schema de principiu a unui redresor comandat dublă alternanță,** folosind o punte cu diode și un tiristor, iar în figura A.8.3, *b* se prezintă forma de undă a tensiunii dublu redresate v și a tensiunii v_L pe sarcină.

Circuitul de comandă a porții tiristorului (CC — fig. A.8.1) trebuie să furnizeze un impuls sincronizat cu tensiu-

nea alternativă v_i și defazat față de începutul alternanței pozitive cu un unghi variabil. Circuitul de comandă este de obicei un oscilator de relaxare (fig. A.8.4, *a*). Condensatorul C se încarcă prin rezistența R de la sursa de tensiune continuă pînă ce dioda *pnpn* ajunge la tensiunea de autoaprindere V_{BO}, cînd comută direct. Acum condensatorul se descarcă prin poarta tiristorului la masă, către tensiunea de menținere V_{HD} a diodei *pnpn* (fig. A.8.4, *b*). Curentul de descărcare al condensatorului comută direct tiristorul la un moment determinat de constanta de timp RC. Terminarea impulsului de comandă nu are nici o influență asupra tiristorului, acesta rămînînd în conducție pînă la anularea tensiunii anodice. După descărcare condensatorul păstrează tensiunea V_{HD} dacă — atît tiristorul cît și dioda *pnpn* — rămîn în conducție. Pentru ca dioda să rămînă în conducție, curentul i_D trebuie să depășească curentul de menținere I_{HD}. Dacă i_D scade sub I_{HD}, dioda se blochează, iar condensatorul se încarcă înainte de începutul alternanței negative. Cînd tensiunea pe anodul tiristorului devine negativă (se neglijează tensiunea de menținere pe tiristor: $V_H \cong 0$), acesta se blochează, joncțiunea sa de catod se polarizează invers, iar dioda de asemenea se blochează. Condensatorul începe să se încarce de la V_{HD} spre V cu constanta de timp RC:

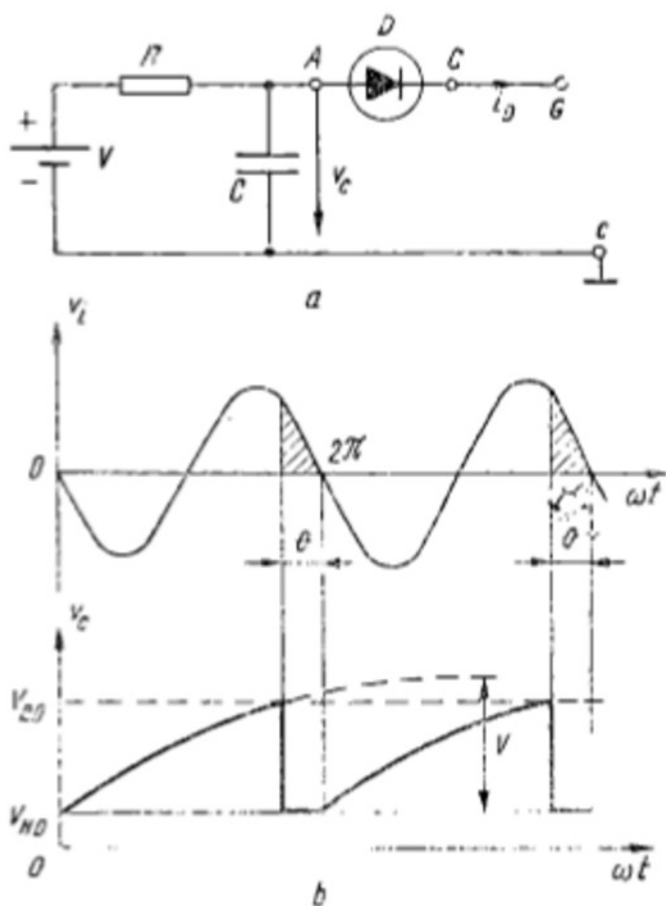


Fig. A. 8.4

$$v_C(t) = V_{HD} = (V - V_{HD})[1 - \exp(-t/RC)]. \qquad \text{(A.8.5)}$$

Timpul de încărcare al condensatorului este dat de relația:

$$v_C(t_d) = V_{BO},\ t_d = RC \ln \frac{V - V_{HD}}{V - V_{BO}}, \qquad \text{(A.8.6)}$$

fiind legat de unghiul de conducție prin relația:

$$\omega t_d = 2\pi - \theta \qquad \text{(A.8.7)}$$

Relația între unghiul de conducție și cel de întîrziere este:

$$\theta + \varphi = \pi \qquad \text{(A.8.8)}$$

dacă se neglijează tensiunea de menținere pe tiristor.

A.8.1.2. Circuite pentru controlul puterii de curent alternativ

● În figura A.8.5, *a* se prezintă o **schemă de principiu pentru reglarea puterii de c.a. în sarcină folosind două tiristoare,** iar în figura A.8.5, *b* cele două tiristoare se înlocuiesc cu **un triac.** Figura A.8.5, *c* prezintă formele de undă ale tensiunii de intrare v_i şi ale tensiunii pe sarcină v_L, de unde rezultă că reglajul se realizează aplicînd pe sarcină tensiunea de intrare un timp mai scurt decît jumătate de perioadă în fiecare alternanţă. Unghiul de întîrziere şi puterea în sarcină sînt reglate cu ajutorul circuitului de comandă.

● În figura A.8.6 se prezintă o **schemă pentru „reglaj de lumină"** Reglajul se obţine cu un triac în poarta căruia se află un diac cu tensiunea de autoaprindere de **20V**. Cînd condensatorul C_2 se încarcă la **20V**, diacul comută direct şi C_2 se descarcă prin poarta triacului, basculîndu-l direct în ambele alternanţe ale tensiunii de c.a. Puterea în sarcina R_L şi deci intensitatea luminii produse sînt variate modificînd unghiul de conducţie al triacului. Schema poate comanda o putere de 800 W.

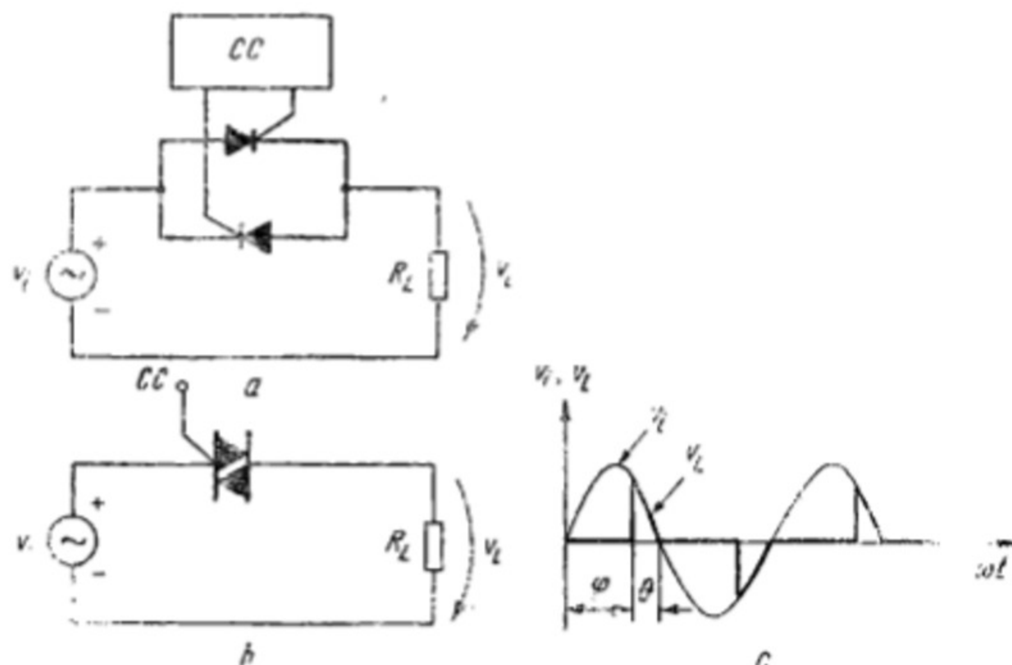


Fig. A. 8.5

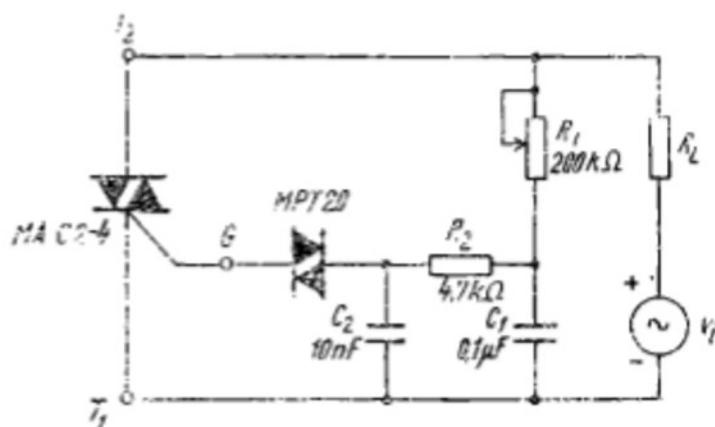


Fig. A. 8.6

A.8.2. Circuite cu tranzistoare unijoncțiune

Tranzistoarele unijoncțiune se folosesc în *oscilatoarele de relaxare* în *circuitele de comandă ale tiristoarelor*, precum și în *circuite de comutație*.

● **Oscilatorul de relaxare** este circuitul de bază în cele mai multe aplicații ale tranzistorului unijoncțiune. În figura A.8.7, *a* se arată **schema de bază a unui oscilator de relaxare cu TUJ,** iar în figura A.8.7, *b* se prezintă formele de undă ce se obțin în emitor și în baza B_1. La aplicarea tensiunii de alimentare V_1, condensatorul C_T se încarcă prin rezistența R_T spre tensiunea V_1. Cînd tensiunea v_{CT} pe condensator atinge tensiunea de vîrf V_p a TUJ, acesta intră în conducție și condensatorul se descarcă prin joncțiunea EB_1 către tensiunea zero. Cînd însă v_{CT} ajunge la valoarea tensiunii de vale V_V, TUJ se blochează și procesul se repetă. TUJ este blocat în timpul t_b și conduce în timpul t_c. În perioada de conducție apare un impuls pozitiv de tensiune în B_1 și un impuls negativ în B_2.

În figura A.8.8. se prezintă **schema unui oscilator de relaxare cu TUJC.** Cînd tensiunea pe condensatorul C_T devine mai mică decît tensiunea de vîrf V_P, TUJC se deschide și C_T se va descărca prin joncțiunea EB_1 etc. În B_1 apare un impuls de tensiune negativ, iar în B_2 — un impuls pozitiv.

În figura A.8.9 se arată **schema unui oscilator de relaxare cu TUJP.** După alimentare, C_T se încarcă prin R_T. Cînd tensiunea v_A atinge valoarea

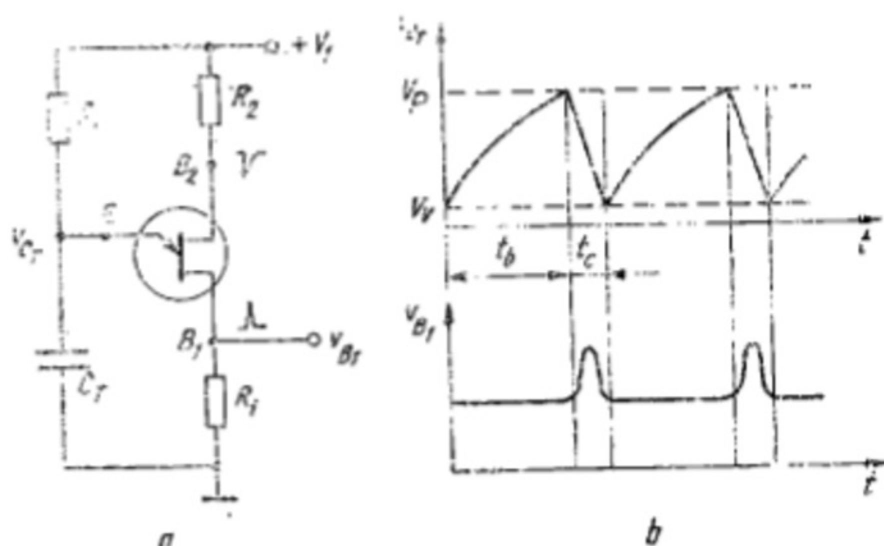


Fig. A. 8.7

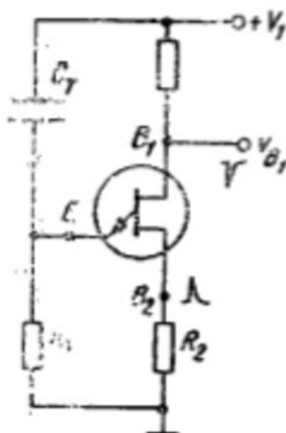


Fig. A. 8.8

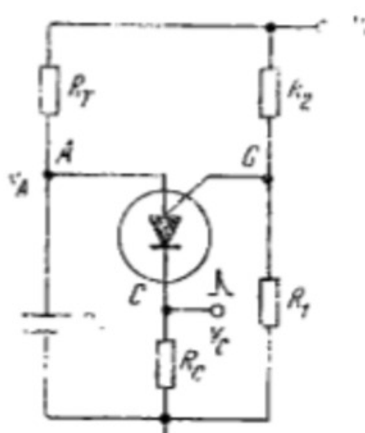


Fig. A. 8.9

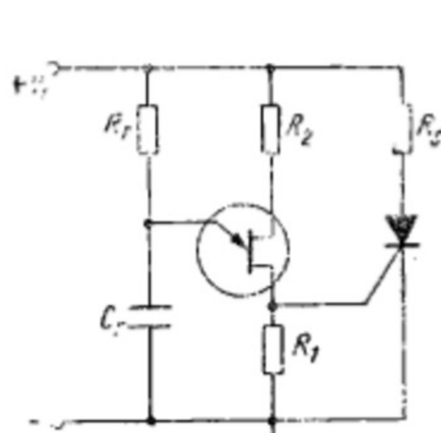


Fig. A. 8.10

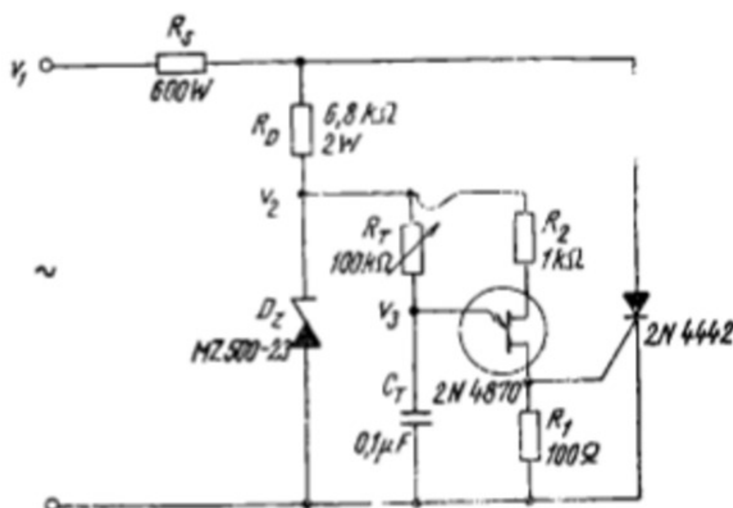


Fig. A. 8.11

de vîrf $V_P = V_S + V_\gamma$, TUJP se amorsează şi C_T se descarcă prin rezistenţa scăzută a regiunii anod-catod pînă la atingerea tensiunii de vale V_V şi TUJP se blochează etc. În catod, pe rezistenţa R_C, se obţine un impuls de tensiune pozitiv.

● Oscilatoarele de relaxare cu tranzistoare unijoncţiune permit realizarea unor **circuite simple de comandă a aprinderii tiristoarelor şi triacurilor.**

În figura A.8.10 se arată un **oscilator de relaxare cu TUJ ce furnizează impulsul de comandă al unui tiristor alimentat în c.c.** După alimentarea tiristorului, TUJ rămîne în conducţie.

○ **Notă.** *Cînd tiristorul este alimentat în c.a.* (pentru a permite controlul puterii dezvoltate în sarcină prin comanda unghiului de întîrziere a intrării sale în conducţie), oscilatorul de relaxare se alimentează tot în c.a. pentru a realiza sincronizarea impulsurilor de comandă.

În figura A.8.11 se prezintă un **circuit de comandă monoalternanţă a unui tiristor, realizat cu TUJ.** Rezistenţa R_D şi dioda D_Z joacă rolul unui limitator al tensiunii de alimentare a circuitului de comandă, astfel încît sinusoida v_1 (fig. A.8.12) este limitată la tensiunea v_2 (în alternanţa negativă, tensiunea este limitată la valoarea căderii de tensiune în polarizare directă pe D_Z). Ca urmare, valoarea instantanee a tensiunii de vîrf v_P a TUJ (curba punctată în figura A.8.12) va trece prin zero la sfîrşitul fiecărei alternanţe. Curba v_3 reprezintă tensiunea la bornele condensatorului, care, cînd devine egală cu v_P, comută în conducţie TUJ şi tiristorul. Unghiul de întîrziere φ este reglat prin R_T. Deoarece v_2 şi v_P trec prin zero la sfîrşitul fiecărei alternanţe, rezultă că la aceste momente TUJ comută direct şi descarcă condensatorul C_T astfel că procesul de încărcare al acestuia de la tensiunea zero are loc la începutul fiecărei alternanţe, realizîndu-se sincronizarea circuitului de comandă cu tensiunea reţelei de alimentare. După amorsarea tiristorului, sub acţiunea primului impuls de comandă furnizat de TUJ,

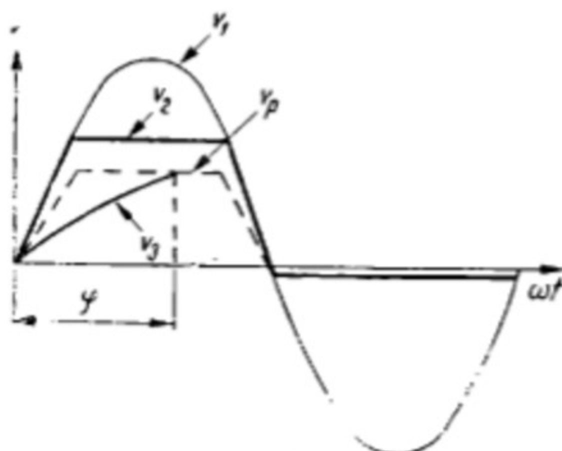


Fig. A 8.12

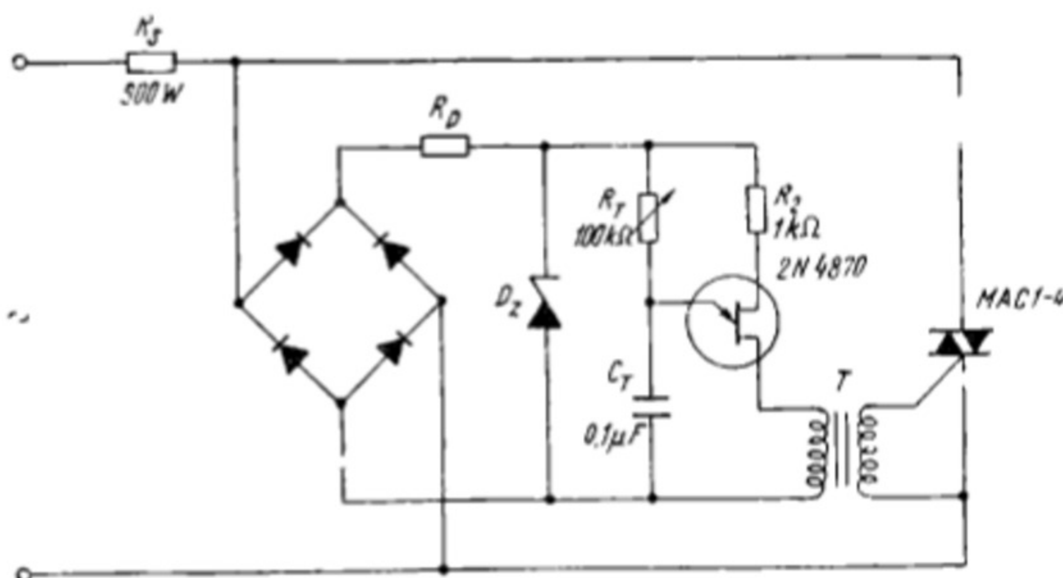


Fig. A. 8.13

condensatorul se reîncarcă, fiind posibilă producerea a încă unui număr de impulsuri inactive pe poarta tiristorului.

În figura A.8.13 se arată un **circuit de comandă dublă alternanță al unui triac, realizat cu TUJ.** Întrucît triacul necesită impulsuri de comandă în fiecare alternanță, se folosește o punte pentru redresarea tensiunii rețelei care ulterior este limitată de grupul R_D, D_Z. Procesele desfășurate în alternanțele pozitive (fig. A.8.12) vor avea loc acum și în alternanțele negative. Rezistența R_1 din baza B_1 a TUJ a fost înlocuită cu un transformator de impulsuri.

ANEXA 11.

A.11. REGIMUL DE COMUTARE AL DISPOZITIVELOR SEMICONDUCTOARE

A.11.1. Diode semiconductoare pentru comutare

În capitolul 11 am văzut că timpii de comutare depind de diodă prin timpul de viață al purtătorilor minoritari și prin capacitatea de barieră, parametri ce se reduc tehnologic în *diodele de comutare*. Prin dopare cu aur timpul de viață se reduce în siliciu la 10^{-10} s. De același ordin de mărime este timpul de viață în GaAs, material semiconductor folosit pe larg în diodele de comutare. Capacitatea de barieră se reduce atît prin micșorarea ariei joncțiunii, cît și prin realizarea unor profile de impurități speciale. Diodele de comutare actuale au t_{off} în gama 0,1 ns — 1 μs, în funcție de curentul comutat.

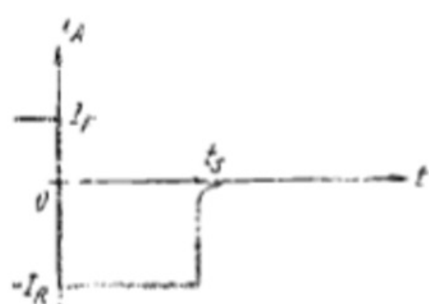


Fig. A. 11.1

● O diodă specializată pentru regim de comutare este **dioda cu sarcină stocată,** la care timpul de tranziție este foarte scurt, astfel că se obține o formă de undă aproape dreptunghiulară pentru curent (fig. A.11.1). Din acest motiv dioda se mai numește *diodă cu revenire în treaptă.* Prin realizarea unui profil neuniform în diodă ia naștere un cîmp electric intern care se opune difuziei purtătorilor, astfel că sarcina stocată este înmagazinată în imediata vecinătate a regiunii de trecere. Ca urmare, sarcina stocată este eliminată aproape în întregime în perioada de stocare. Deoarece sarcina stocată la distanță de regiunea de trecere este redusă și — în plus — capacitatea de barieră este mică, se obțin timpi de tranziție de ordinul $10^{-9}-10^{-11}$ s. Aceste diode *se folosesc în generarea de impulsuri de durată foarte scurtă, generarea de armonice* etc.

● Altă categorie de diode de comutare o constituie **diodele Schottky** *(diode cu purtători fierbinți)* care, fiind dispozitive cu purtători majoritari, nu mai prezintă fenomenul de sarcină stocată și se obțin timpi de comutare directă și inversă de ordinul $10^{-11}-10^{-12}$ s.

Timpul de comutare poate fi redus impunînd (prin circuitul exterior) diodei o anumită variație $i_A(t)$. Dacă în circuitul din figura 11.1 se pune un condensator pe sarcina R_L, se obține circuitul din figura A.11.2, la care putem reduce — parțial sau total — timpul de stocare. Sarcina stocată în diodă la $t=0^-$ fiind $Q_F = I_F\tau_f$, prin saltul de tensiune de la $t=0$ condensatorul se poate încărca cu sarcina $Q_C = C(V_F+V_R)$.

Dacă $Q_C < Q_F$, numai o parte din sarcina stocată este preluată de condensator, astfel că în continuare va exista un timp de stocare $t_S' < t_S$ corespunzător situației fără condensator (curba *1* din figura A.11.2, *c*).

Cînd $Q_C = Q_F$, adică $C = V_F\tau_f/R(V_F+V_R) = C_{cr}$, întreaga sarcină stocată este transferată condensatorului la $t=0$ (curba *2*).

○ **Observație.** Condiția $Q_C = Q_F$ poate fi satisfăcută și pentru valori $C > C_{cr}$, dar pentru salturi de tensiune pe condensator ΔV mai mici ($Q_C = C\Delta V$). Rezultă curbele *3, 4* și *5* corespunzătoare la $RC = \tau_f/2$, $RC = \tau_f$ și $RC = 2\tau_f$.

După extracția completă a sarcinii stocate, v_L scade către zero cu constanta RC dacă se neglijează capacitatea de barieră

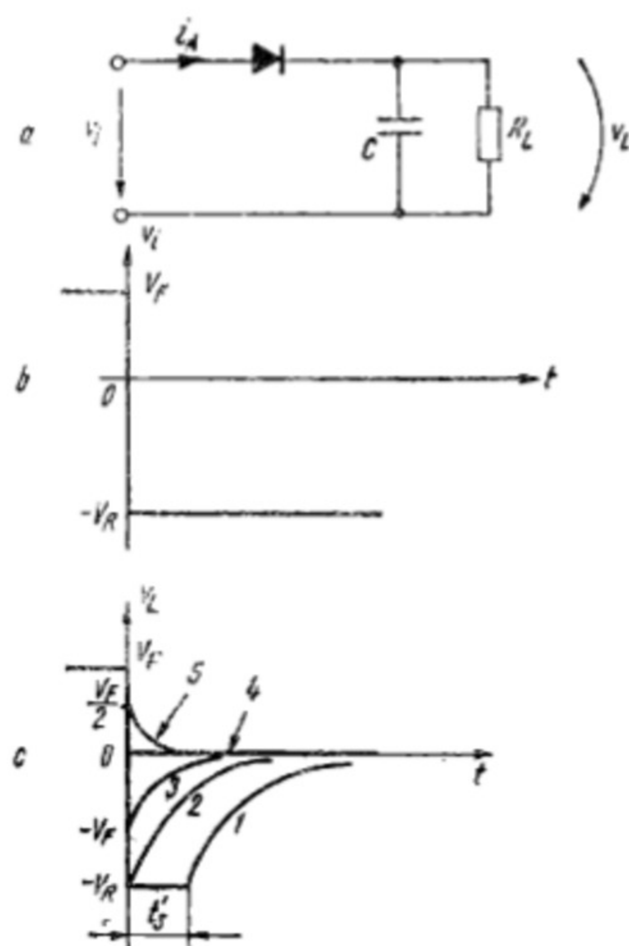


Fig. A. 11.2

și rezistența în conducție inversă a diodei. Situația ideală este cea corespunzătoare curbei *4* cu $RC = \tau_f$. Condensatorul se numește *„de compensare"* sau *„de accelerare"*.

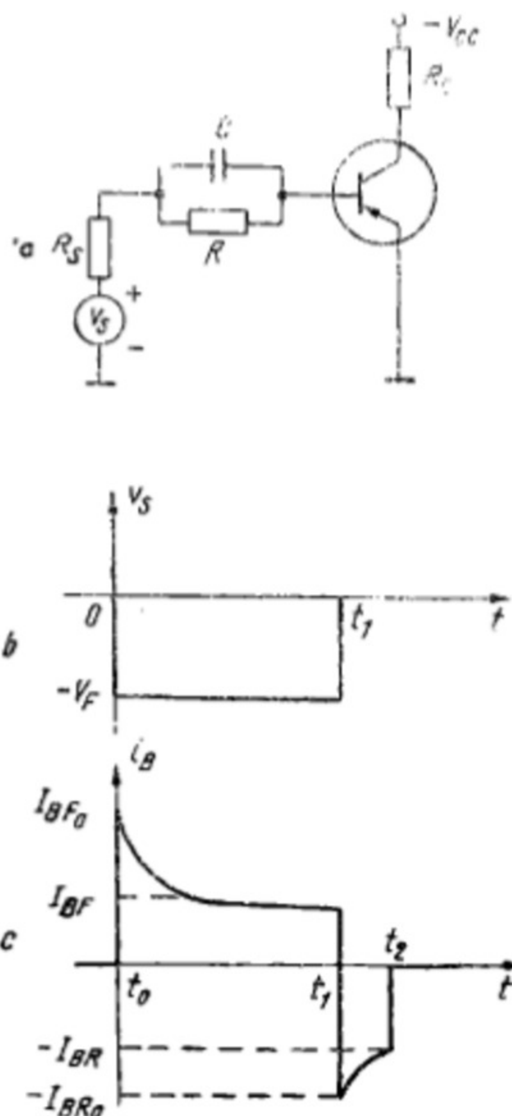
A.11.2. Tranzistoare bipolare pentru comutare

Din expresiile timpilor de comutare deduse în cap. 11 rezultă că pentru reducerea acestora tranzistoarele trebuie să aibă timp de viață al purtătorilor minoritari redus, capacități de barieră mici și grosime a bazei mică. Tranzistoarele pentru comutare sînt dopate cu aur pentru reducerea timpilor de viață ai purtătorilor minoritari. Grosimea bazei este controlată prin procesul de difuzie la tranzistoarele planare sau planar-epitaxiale. C_j redus se obține prin arie mică la colector și prin rezistivitate mare în regiunea colectorului.

Reducerea timpilor de comutare se poate obține folosind o formă de undă de comandă pe bază ca în figura A.11.3. Am văzut că un I_{BF} mare conduce la scăderea lui t_r și la creșterea lui t_S, deci a lui t_{off}. Timpul de comutare inversă se poate reduce cu I_{BR} mare.

○ **Observație.** Este de dorit ca *comutarea directă să aibă loc la saturație incipientă*, pentru a optimiza atît pe t_{on}, cît și pe t_{off}, precum și pentru a păstra celelalte avantaje ale comutării în saturație: putere mică disipată pe tranzistor, amplitudine mare a semnalului la ieșire.

Reducerea timpilor de comutare se poate realiza cu *circuitul* din figura A.11.3, *a*. Curentul de bază la comutare directă are inițial valoarea $I_{BF0} = V_F/R_s$ (condensatorul de accelerare este scurtcircuit la momentul t_0), scăzînd după aceea cu constanta $C(R \| R_s) \cong CR_s$ către valoarea de regim staționar $I_{BF} = V_F/(R + R_s) \gtrsim I_{BS}$, cînd pe C va cădea tensiunea $V_C = I_{BF}R$. S-a presupus că V_F este mult mai mare decît $|v_{BE}|$. La momentul t_1 curentul i_B are valoarea de vîrf $I_{BR0} = V_C/R_s$. La momentul t_2, $v_{BE} = 0$ și i_B scade către zero cu o constantă de timp mult mai mică, determinată de C_{je}. Valoarea mare a lui I_{BF0} produce o comutare în saturație puternică cu t_r mic, după care I_{BF} menține tranzistorul la saturație incipientă, deci sarcină stocată mică. La comutarea inversă se obține de asemenea un t_f mic datorită curentului I_{BR0} mare.



Fg. A. 11.3

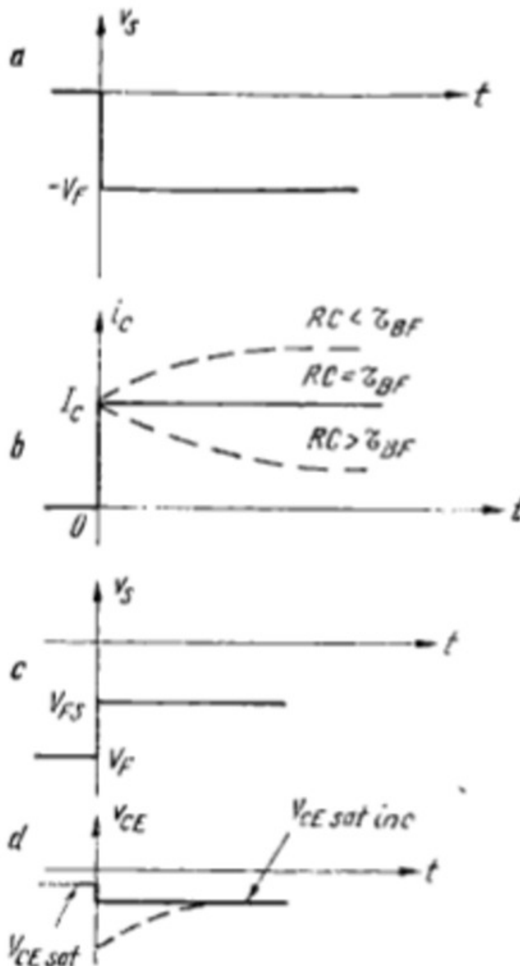


Fig. A. 11.4

Calculul timpilor de comutare se poate face folosind ecuațiile metodei sarcinii, luînd pentru curentul de bază valori medii între I_{BF0} și I_{BF} la comutarea directă și între I_{BR0} și I_{BR} la comutarea inversă, sau, mai exact, considerînd $i_B(t) = I_{BF} + (I_{BF0} - I_{BF})\ \exp(-t/CR_s)$ la comutarea directă și similar pentru comutarea inversă.

Măsurarea timpilor de viață τ_{BF}, τ_F și τ_S se poate face cu circuitul din figura A.11.3, *a* dacă comanda pe bază se face cu o sursă de tensiune ($R_s \cong 0$). Cu semnalul din figura A.11.4, *a* are loc o comutare în regiunea activă ($V_F/R < I_{BS}$). La $t = 0$ condensatorul se încarcă cu sarcina $Q_C = CV_F$, astfel că în baza tranzistorului se injectează sarcina $Q_B(0) = Q_C$, deci apare saltul de curent $I_C = Q_B(0)/\tau_F$ (fig. A.11.4, *b*). Pentru ca $Q_B(0)$ să nu scadă în timp datorită recombinării, trebuie ca saltul curentului de bază care trece prin R să compenseze sarcina pierdută prin recombinare $I_{BF} = V_F/R = Q_B(0)/\tau_{BF} = CV_F/\tau_{BF}$, deci să fie îndeplinită condiția $CR = \tau_{BF}$. Dacă nu este îndeplinită această condiție, curentul de colector nu mai are o variație în salt (curbele punctate din figura A.11.4, *b*). Reglînd pe R și C astfel încît răspunsul lui i_C să fie treaptă de curent, rezultă τ_{BF} din condiția $\tau_{BF} = RC$ și τ_F din condiția $\tau_F = CV_F/I_C$. Aplicînd pe bază semnalul din figura A.11.4.*c* putem determina pe τ_S. Nivelul V_F menține tranzistorul în saturație, iar nivelul V_{FS} către care se trece prin salt corespunde saturației incipiente ($V_{FS}/R = I_{BS}$). Variația de sarcină pe condensator este $\Delta Q_C = C(V_F - V_{FS})$ și dacă aceasta este egală cu sarcina stocată $Q_S = \tau_S(I_{BF} - I_{BS}) = \tau_S(V_F - V_{FS})/R$, atunci la $t = 0$ se extrage din tranzistor întreaga sarcină stocată. Din relația $\Delta Q_C = Q_S$ rezultă $\tau_S = RC$. Se reglează R și C astfel ca tranzistorul să treacă din saturație puternică în saturație incipientă

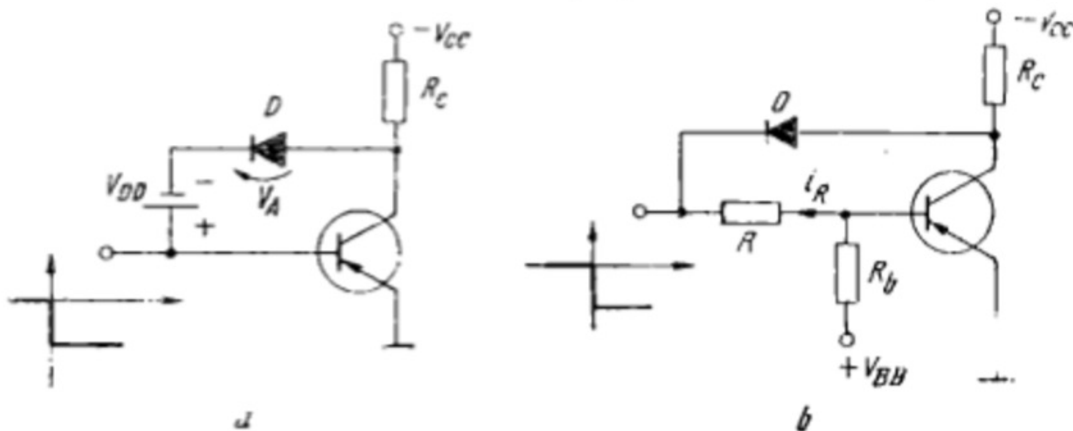


Fig. A. 13.1

(fig. A.11.4, *d*). Saltul mic al tensiunii de colector corespunde diferenței între V_{CEsat} și $V_{CEsat\ inc}$. Dacă C este prea mare, atunci $\Delta Q_C > Q_S$ și tranzistorul intră temporar în regiunea activă (curba punctată din figura A.11.4, *d*). Dacă R este prea mare se intră de asemenea în regiunea activă, de această dată în regim permanent, deci v_{CE} va avea un salt mare.

Pentru a preveni intrarea tranzistorului în saturație, putem folosi unul dintre circuitele din figura A.11.5. Cînd nivelul pe bază este mic, tensiunea v_{DC} este mare și dioda este închisă. Deschiderea diodei limitează curentul de bază și previne intrarea în saturație. Se pot aranja lucrurile în așa fel ca atunci cînd dioda este deschisă tranzistorul să se afle la saturație incipientă ($V_{DD} = V_A$). În cazul din figura A.11.5, *b* tensiunea $V_{DD} = Ri_R$.

ANEXA 13.1

DISTORSIUNI. CLASE DE FUNCȚIONARE

A.13.1.1. Distorsiuni liniare

Distorsiunile liniare (paragraful 13.1.1) sînt de două feluri: ***distorsiuni de amplitudine*** și ***distorsiuni de fază***.

Distorsiunile de amplitudine sînt produse de amplificarea diferită a componentelor de frecvență diferită ale semnalului de la intrare. Ele sînt ilustrate din figura A.13.1. Armonica a doua este amplificată de două ori mai mult decît fundamentala. Forma semnalului la ieșire este distorsionată în raport cu forma semnalului la intrare.

Dacă relația de fază între componentele oscilației de la intrare este modificată la trecerea prin amplificator, atunci apar **distorsiuni de fază.** În figura A.13.2 se arată cum defazarea armonicii a doua distorsionează semnalul de la ieșire.

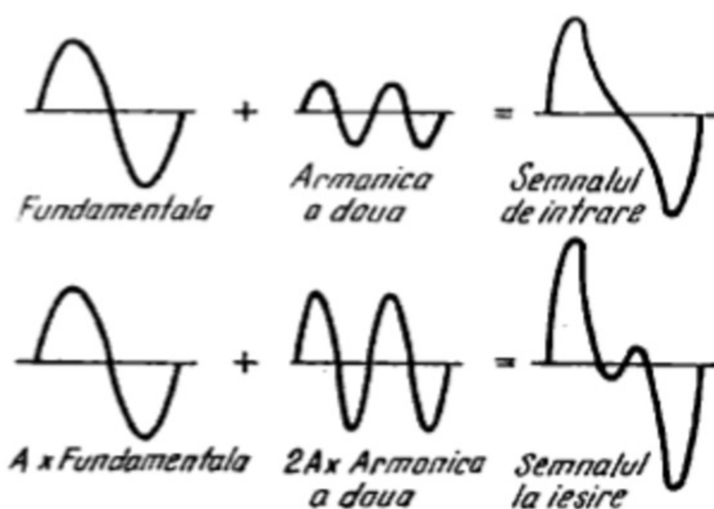


Fig. A. 13.1

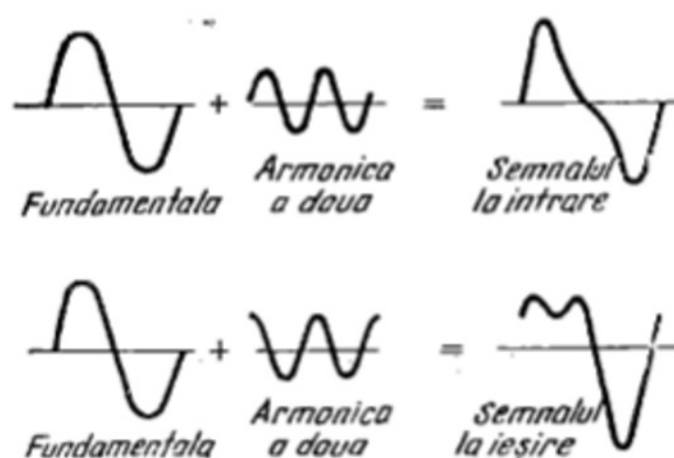


Fig. A. 13.2

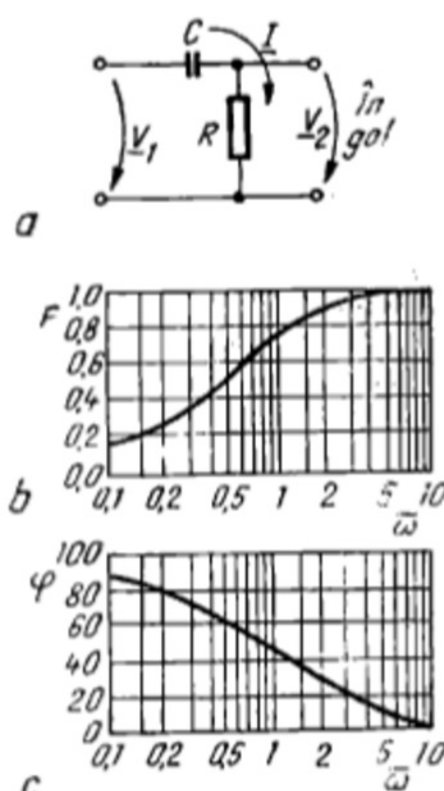


Fig. A. 13.3

În figura A.13.3, *a* este prezentat un exemplu foarte simplu de circuit liniar. Acesta este divizorul capacitate-rezistență care apare atunci cînd cuplajul între etaje se realizează cu un condensator de blocare a componentei continue. Funcția de transfer a circuitului lucrînd în gol este

$$\underline{F}(j\omega) = \frac{\underline{V}_2}{\underline{V}_1} = \frac{R}{R + \dfrac{1}{j\omega C}} = \frac{j\omega CR}{1 + j\omega CR} = \frac{j\overline{\omega}}{1 + j\overline{\omega}}, \tag{A.13.1}$$

unde $\overline{\omega}$ este o frecvență normată:

$$\overline{\omega} = \frac{\omega}{\omega_0}, \ \omega_0 = \frac{1}{CR}. \tag{A.13.2}$$

Modulul și faza lui $\underline{F}(j\omega) = F(\omega) \exp j\varphi(\omega)$ sînt, respectiv

$$F(j\omega) = |\underline{F}(j\omega)| = \frac{\overline{\omega}}{\sqrt{1 + \overline{\omega}^2}}; \ \varphi(\omega) = \mathrm{arc\,tg}\,\frac{1}{\overline{\omega}}, \tag{A.13.3}$$

iar variația lor cu frecvența apare în figurile A.13.3, *b* și *c*.

Circuitul se comportă ca un *filtru trece-sus*. Într-adevăr, pentru $\omega \gg \omega_0$ rezultă $(1/\omega C) \ll R$ și condensatorul este practic un scurtcircuit, deci $\underline{V}_2 \cong \underline{V}_1$. La frecvențe mai joase, o parte din tensiune se pierde însă pe C (de aici $F(\omega) < 1$).

Semnalele sinusoidale de frecvență ω comparabilă cu ω_0 sau mai mică sînt atenuate și defazate. Componenta continuă ($\omega = 0$) este blocată.

Aprecierea cantitativă a gradului de distorsionare a formei de undă se face de obicei cu ajutorul lui δ, numit *coeficient, factor* sau *grad de distorsiune*:

$$\delta = \sqrt{\frac{\sum_{i=2}^{l} V_i^2}{\sum_{i=1}^{l} V_i^2}} \tag{A.13.7}$$

unde V_i este valoarea eficace a armonicei de ordinul i (relația este valabilă și pentru amplitudini).

A.13.1.3. Intermodulația

Să admitem că la intrarea dispozitivului (sau circuitului) cu caracteristica de transfer $i = i(v)$ se aplică două semnale de frecvențe diferite:

$$v = V_0 + V_1 \cos \omega_1 t + V_2 \cos \omega_2 t. \tag{A.13.8}$$

Aproximînd din nou caracteristica prin

$$i \cong a_0 + a_1(v - V_0) + a_2(v - V_0)^2 \tag{A.13.9}$$

(semnale de amplitudine nu prea mare), rezultă

$$\begin{aligned} i = a_0 + a_1V_1 \cos \omega_1 t + a_1V_2 \cos \omega_2 t + \\ + \frac{1}{2} a_2V_1^2(1 + \cos 2\omega_1 t) + \frac{1}{2} a_2V_2^2(1 + \cos 2\omega_2 t) + \\ + a_2V_1V_2 \cos (\omega_1 + \omega_2)t + a_2V_1V_2 \cos (\omega_1 - \omega_2)t. \end{aligned} \tag{A.13.10}$$

Relația (A.13.10) pune în evidență un alt efect al caracteristicii neliniare: apariția unor componente de frecvență egală cu suma, respectiv diferența frecvențelor celor două semnale aplicate la intrare.

În general, *pentru o caracteristică neliniară oarecare se înregistrează componente noi ale răspunsului de frecvențe egale cu*

$$f = \pm\, mf_1 \pm nf_2 > 0 \tag{A.13.11}$$

($m, n = 0, 1, 2, 3, \ldots$), deci *combinații liniare ale frecvențelor semnalelor de la intrare*. Acest fenomen se numește **intermodulație.** Distorsiunile „de intermodulație" (foarte supărătoare pentru amplificatoarele de audiofrecvență propriu-zise) nu sînt altceva decît distorsiuni neliniare.

Modificarea spectrului datorită caracteristicii neliniare este utilizată în anumite tipuri de circuite:

— termenii de frecvențe $\omega_1 \pm \omega_2$ din relația (A.13.10) pot fi exploatați pentru *conversia (schimbarea) de frecvență;*

— armonica a doua poate fi utilizată *în circuite de dublare a frecvenței* (mai general, o caracteristică neliniară poate asigura o multiplicare cu un factor întreg oarecare);

Defazajul pozitiv de aproape $\pi/2$ (în avans) al tensiunii de la ieșire la frecvențe foarte joase poate fi explicat astfel. Avem: $\underline{V}_2 = R\underline{I} \cong (j\omega C\underline{V}_1)R$. Tensiunea $\underline{V}_2$ este în fază cu $\underline{I}$, defazat cu $\pi/2$ înaintea tensiunii $\underline{V}_1 - \underline{V}_2 \cong \cong \underline{V}_1$ aplicate la bornele condensatorului.

Distorsiunile de fază apar simultan cu cele de amplitudine. La frecvența $f = f_0 = \omega_0/2\pi$ la care tolerăm o atenuare de 3 dB a semnalului (0,707 din amplitudinea de la intrare), defazajul introdus de rețea este foarte important (egal cu $\pi/4$).

A.13.1.2. Distorsiuni neliniare

În capitolul 5 am studiat funcționarea la semnale mici a tranzistorului. Caracteristicile neliniare sînt aproximate liniar pe mici porțiuni în jurul unui punct de funcționare dat. Regimul de semnal mic se „suprapune" peste cel de curent continuu, fără a-l modifica: răspunsul dispozitivului este liniar.

În cele ce urmează vom considera efectele neliniare care apar la amplitudini mai mari ale semnalului. Considerăm o caracteristică de transfer $i = i(v)$ oarecare. Ea poate fi de pildă caracteristica $i_C = i_C(v_{BE})$ a tranzistorului bipolar sau caracteristica $i_D = i_D(v_{GS})$ a TECJ. Admitem

$$v = v(t) = V_0 + V_1 \cos \omega t \tag{A.13.4}$$

și dezvoltăm $i = i(v)$ în serie Taylor în jurul punctului $v = V_0$. Avem:

$$\begin{aligned} i = i(V_0) &+ \left.\frac{\partial i}{\partial v}\right|_{v=V_0} (v - V_0) + \\ &+ \frac{1}{2!} \cdot \left.\frac{\partial^2 i}{\partial v^2}\right|_{v=V_0} (v - V_0)^2 + \ldots \end{aligned} \tag{A.13.5}$$

La amplitudini nu prea mari, se pot reține numai primii termeni din dezvoltare și folosind relația (A.13.4) vom scrie

$$\begin{aligned} i &\cong a_0 + a_1 V_1 \cos \omega t + a_2 V_1^2 \cos^2 \omega t = \\ &= a_0 + a_1 V_1 \cos \omega t + \frac{1}{2} a_2 V_1^2 (1 + \cos 2\omega t). \end{aligned} \tag{A.13.6}$$

Datorită lui $a_2 \neq 0$ (caracteristică neliniară), al cărui efect nu mai poate fi neglijat, apar două efecte tipice:

— creșterea curentului continuu cu cantitatea $\frac{1}{2} a_2 V_1^2$ peste valoarea $a_0 = i(V_0)$ corespunzătoare polarizării statice (deci punctul mediu de funcționare părăsește caracteristica statică);

— apare armonica a doua a curentului, care determină distorsionarea formei semnalului aplicat la intrare.

La amplitudini mai mari ale semnalului, devin importante și armonicile de ordin superior.

— ultimii doi termeni din dezvoltarea (A.13.10), care corespund produsului $2a_2V_1V_2 \cos \omega_1 t \cos \omega_2 t$ (produsul celor două semnale aplicate în serie la intrare), pot fi folosiți *în circuitele de modulare* (capitolul 17), dacă ceilalți termeni sînt eliminați prin filtrare.

A.13.1.4. Clase de funcționare

Clasificarea regimurilor de funcționare ale unui tranzistor se face pe *criteriul intervalului de conducție*. Dacă se consideră curentul prin dispozitiv ca o funcție $i = i(\omega t)$, atunci intervalul 2π corespunde unei perioade a semnalului aplicat. Se notează cu 2θ unghiul de conducție (curent diferit de zero).

● Pentru exemplificare vom alege cazul în care **dispozitivul este atacat în tensiune.** Răspunsul etajului de amplificare se determină cu ajutorul caracteristicii de transfer $i = i(v)$ din figura A.13.4. Ea ar putea fi de pildă *caracteristica unui etaj cu TECJ.*

○ **Atenție!** Este vorba de *caracteristica dinamică* a etajului și nu de caracteristica statică a dispozitivului. Cele două coincid numai dacă dispozitivul (atacat între poartă și sursă) are conectată în drenă o sursă de tensiune constantă. Dacă în circuitul de drenă se găsește însă și o sarcină R_D, atunci apar oscilații ale tensiunii de drenă. Caracteristicile $i_D = i_D(v_{GS})$ pentru $v_{DS} = const. > v_{DS,sat}$ sînt foarte apropiate, aproape coincid. Totuși punctul instantaneu de funcționare se deplasează pe o direcție de pantă

$$g_{m,d} = \frac{g_m}{1 + R_D/r_d} < g_m. \qquad \text{(a.13.12)}$$

Dacă $R_D \ll r_d$, atunci panta „dinamică" $g_{m,d}$ este aproximativ egală cu cea determinată de pe caracteristica statică, g_m.

În figura A.13.4, *a* se arată **funcționarea în clasă A:** curentul curge permanent: $2\theta = 2\pi (\theta = \pi$ sau $180°)$. Neliniaritatea caracteristicii de transfer va determina distorsionarea curentului de la ieșire.

Dacă $\theta = \pi/2$, avem de-a face o **funcționare în clasă B** (fig. A.13.4, *b*), pentru $\theta < \pi/2$ — cu o **funcționare în clasă C** (fig. A.13.4, *c*), iar atunci cînd $\pi/2 < \theta < \pi$ — cu o **funcționare în clasă AB.** La funcționarea în clasele *B*, *C* și *AB*, figurile arată o distorsionare mai puternică decît în clasă *A*.

Pentru un circuit dat (cu o caracteristică dinamică de transfer dată) clasa de funcționare depinde în general atît de alegerea punctului static de funcționare, cît și de amplitudinea semnalului. Dacă punctul de funcționare este ales în regiunea normală de lucru (fig. A.13.4, *a*) și semnalul crește, se trece din funcționare în clasă *A* în clasă *AB*.

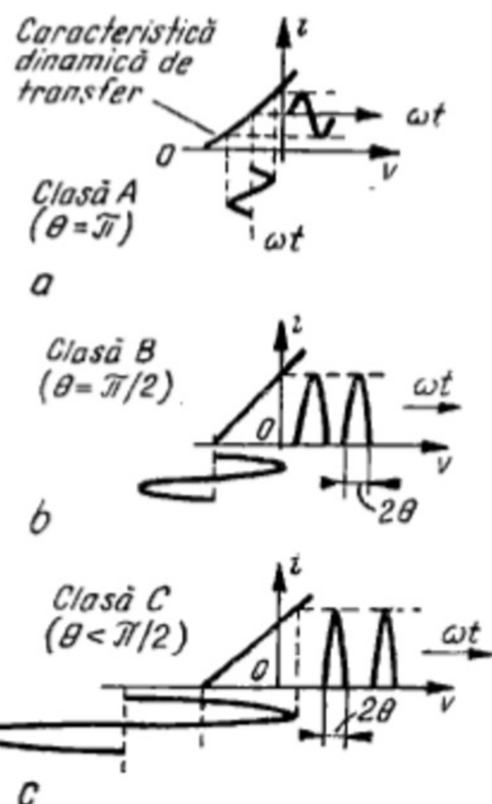


Fig. A. 13.4

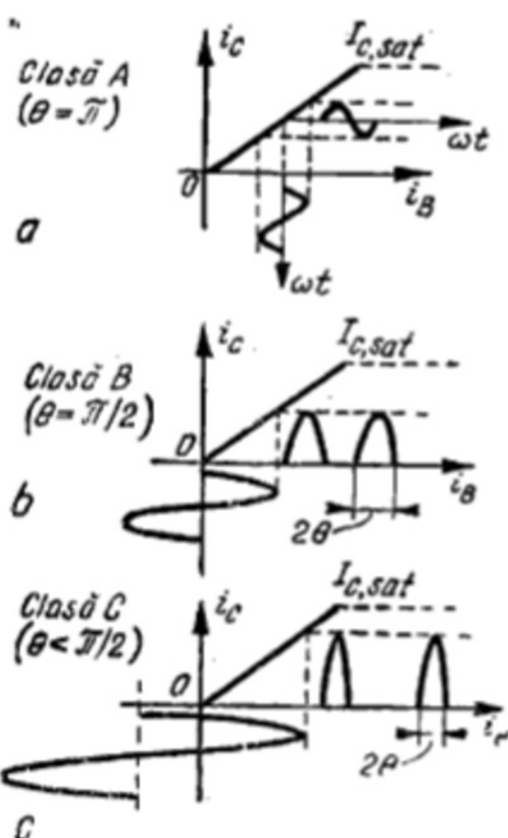


Fig. A. 13.5

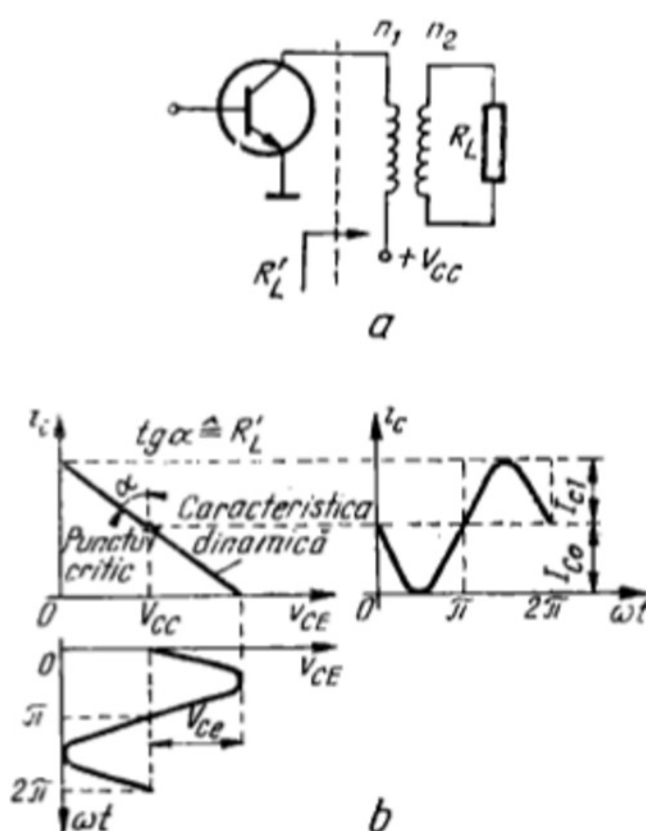


Fig. A. 13.6

Creşterea semnalului este necesară pentru a mări puterea acestuia, dar şi randamentul funcţionării etajului (puterea semnalului raportată la puterea absorbită de la sursa de alimentare*). Din nefericire mărirea semnalului provoacă distorsionarea datorită caracteristicii neliniare a dispozitivului.

Caracteristica de transfer $i_C = i_C(v_{BE})$ *a tranzistorului bipolar* este aproximativ exponenţială (neglijăm şi aici efectul variaţiei tensiunii de colector). Neliniaritatea caracteristicii este încă mai pronunţată (pentru un răspuns liniar, amplitudinea tensiunii trebuie să fie mică faţă de kT/q, pe cînd la TECJ aceeaşi amplitudine se compara cu $V_T \gg kT/q$).

● **Dispozitivul** poate fi **comandat** însă şi **în curent** ceea ce este avantajos în *cazul tranzistorului bipolar*, pentru care dispunem de o caracteristică de transfer $i_C \cong \beta_F i_B$ esenţial liniară, care pleacă aproximativ din origină şi este limitată la un curent de saturaţie caracteristic etajului respectiv. Situaţia este ilustrată în figura **A.13.5** pentru diverse clase de funcţionare.

În clasa A *funcţionarea este esenţial liniară* pînă la limitele impuse de tăiere şi, respectiv, de saturaţie. Randamentul maxim în clasa *A* se poate apropia de **50%**. Pentru a elimina pierderile de putere pe rezistenţele din circuitul din colector, vom renunţa la R_E iar R_C se va înlocui cu înfăşurarea primară a unui transformator (fig. A.13.6, *a*). Caracteristica dinamică (fig. A.13.6, *b*) este liniară şi are o pantă care corespunde sarcinii

$$R'_L = \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2 R_L. \qquad \text{(A.13.13)}$$

* Pentru semnale infinit mici, acest randament tinde la zero.

Se va alege punctul de funcționare și caracteristica dinamică astfel încît atunci cînd amplitudinea semnalului crește, să se ajungă în același timp la limita de saturație și la cea de tăiere.

Randamentul este

$$\eta = \frac{1}{2} \cdot \frac{V_{ce}I_{c1}}{V_{CC}I_{C0}} \tag{A.13.14}$$

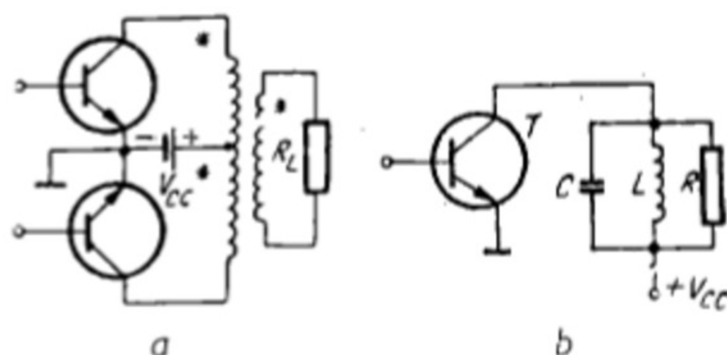


Fig. A. 13.7

și, deoarece $I_{c1,max} = I_{C0}$ și $V_{ce,max} = V_{CE} = V_{CC}$, rezultă $\eta_{max} = 0{,}5$.

Funcționarea în clasele AB, B sau C *necesită refacerea formei de undă a semnalului la ieșire.*

Se poate folosi un *amplificator în contratimp*, ca cel din figura A.13.7, *a*. Cele două tranzistoare sînt comandate de semnale în antifază și funcționează în clasa *B* (conducînd alternativ) sau *AB*. Forma tensiunii de comandă se reface în secundarul transformatorului.

În cazul unui amplificator de bandă îngustă *se poate folosi drept sarcină un circuit acordat* (fig. A.13.7, *b*). Curentul de colector este distorsionat,

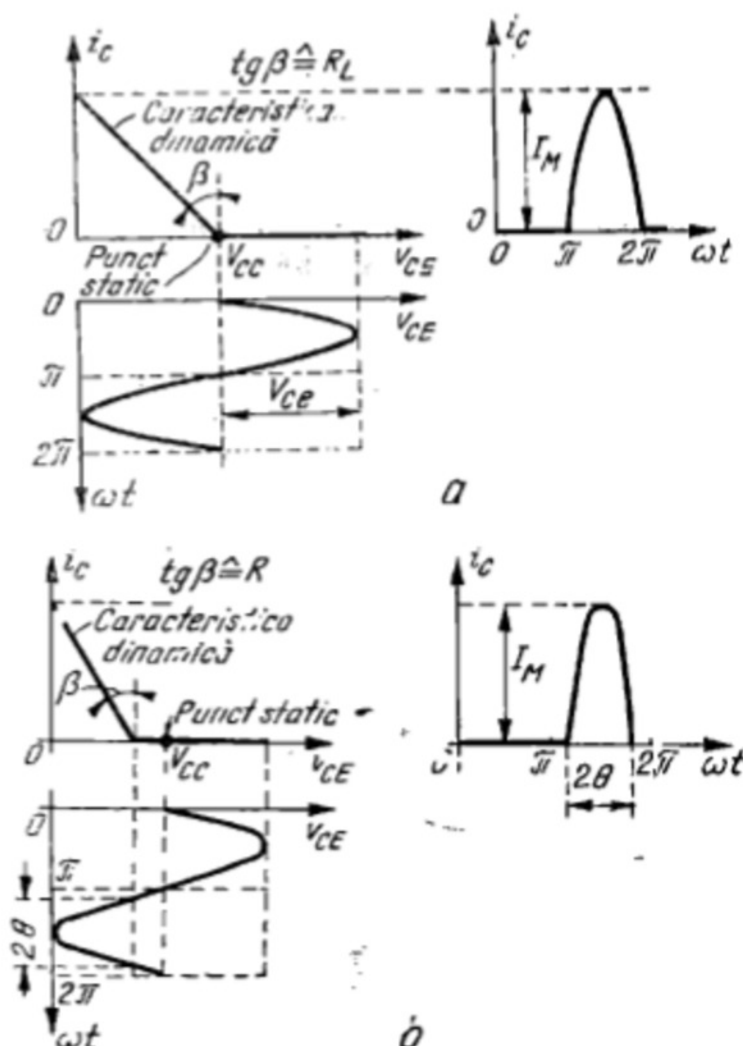


Fig. A. 13.8

dar circuitul derivaţie acordat pe fundamentală oferă o impedanţă foarte mică pentru armonici. Ca urmare, variaţia tensiunii din colector va fi practic sinusoidală.

Funcţionarea în clasă B sau C a circuitului din figura A.13.7, *b* este ilustrată de figura A.13.8. În cazul funcţionării în clasă B curentul de colector curge sub formă de impulsuri caracteristice redresării monoalternanţă. Componenta continuă a curentului este $I_{C0} = I_M/\pi$, iar amplitudinea fundamentalei $I_{c1} = I_M/2$ (fig. A.13.8, *a*). Raportul între amplitudinea fundamentalei şi componenta continuă a curentului este $I_{c1}/I_{C0} = \pi/2 > 1$, iar randamentul η atinge $\pi/4 \cong 0{,}785$ pentru $V_{ce} = V_{ce,\,max} = V_{CC}$.

Raportul I_{c1}/I_{C0} creşte şi mai mult pe măsură ce scade unghiul θ (clasă C, figura A.13.8, *b*). Pentru $\theta \to 0$, $I_{c1} \to 2I_{C0}$ şi $\eta_{max} \to 1$. Funcţionarea la unghiuri de deschidere foarte mici nu este totuşi acceptabilă, deoarece puterea semnalului scade. Ca urmare, se va alege un unghi optim avînd în vedere atît puterea, cît şi randamentul.

ANEXA 13.2

EFECTUL CONDENSATOARELOR DIN CIRCUIT LA FRECVENŢE JOASE

A.13.2.1. Efectul condensatorului de cuplaj asupra răspunsului etajului sursă-comună

Figura A.13.9, *a* reprezintă un etaj sursă-comună. Pentru început vom presupune $C_S \to \infty$ (fig. A.13.9, *b*) şi vom studia efectul condensatorului C_G care asigură cuplajul între generatorul de semnal şi etaj. Din circuit se obţine imediat

$$\frac{\underline{V}_1}{\underline{V}_s} = \frac{R_{1,2}}{R_{1,2} + R_G + \dfrac{1}{j\omega C_G}} = \frac{j\omega C_G R_{1,2}}{1 + j\omega C_G(R_{1,2} + R_G)}. \qquad (A.13.15)$$

Cu notaţiile

$$\bar{\omega} = \frac{\omega}{\omega_j}\,; \;\; \omega_j = \frac{1}{C_G(R_{1,2} + R_G)} \qquad (A.13.16)$$

obţinem:

$$\frac{\underline{V}_1}{\underline{V}_s} = \frac{R_{1,2}}{R_{1,2} + R_G} \cdot \frac{j\bar{\omega}}{1 + j\bar{\omega}} = \frac{R_{1,2}}{R_{1,2} + R_G}\,\underline{F}_G(j\bar{\omega}). \qquad (A.13.17)$$

La frecvenţe joase, o parte din semnal se pierde pe condensatorul de cuplaj C_G. Ca urmare, amplificarea se reduce în proporţia dată de factorul $\underline{F}_G(j\bar{\omega})$ din relaţia (A.13.17). Comparînd cu relaţia (A.13.1) constatăm

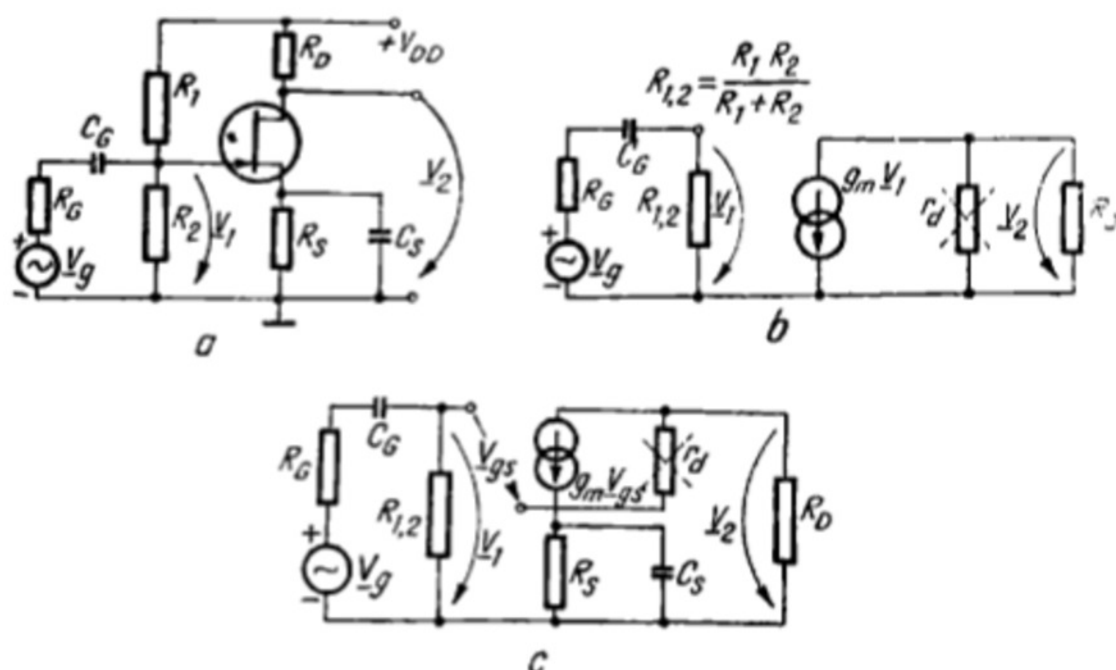


Fig. A. 13.9

că $\underline{F}_G(j\omega) \equiv \underline{F}(j\omega)$ din relația (A. 13.1). Dacă definim *frecvența limită de jos* ca aceea la care amplificarea se reduce la $1/\sqrt{2} = 0{,}707$ din valoarea pe care o are în banda de lucru, atunci această frecvență (unghiulară) va fi chiar ω_j. Condensatorul C_G se calculează din relația (A.13.16).

A.13.2.2. Efectul condensatorului de decuplare asupra răspunsului etajului sursă comună

Pentru a pune în evidență efectul condensatorului de decuplare C_S în etajul din figura A.13.9, *a*, vom presupune pentru moment $C_G \to \infty$, în schema echivalentă din figura A.13.9, *c*. Pentru simplitate vom neglija efectul lui r_d.

Presupunînd că frecvența este suficient de ridicată pentru ca C_S să fie un scurtcircuit, obținem *amplificarea în bandă* $\underline{V}_2/\underline{V}_1 = A_0 = -g_m R_D$.

La o frecvență oarecare

$$\underline{A} = \frac{\underline{V}_2}{\underline{V}_1} = A_0 \frac{1 + j\omega R_S C_S}{1 + j\omega R'_S C_S} \cdot \frac{R'_S}{R_S}, \qquad \text{(A.13.18)}$$

unde

$$R'_S = \frac{R_S}{1 + g_m R_S} \lesssim \frac{1}{g_m} \quad (R_S g_m \gg 1). \qquad \text{(A.13.19)}$$

Introducînd notațiile

$$k = \frac{R'_S}{R_S} = \frac{1}{1 + g_m R_S} \ll 1\,; \qquad \text{(A.13.20)}$$

$$\omega''_j = \frac{1}{R_S C_S}\,;\ \omega'_j = \frac{1}{R'_S C_S} = \frac{\omega''_j}{k} \gg \omega_j, \qquad \text{(A.13.21)}$$

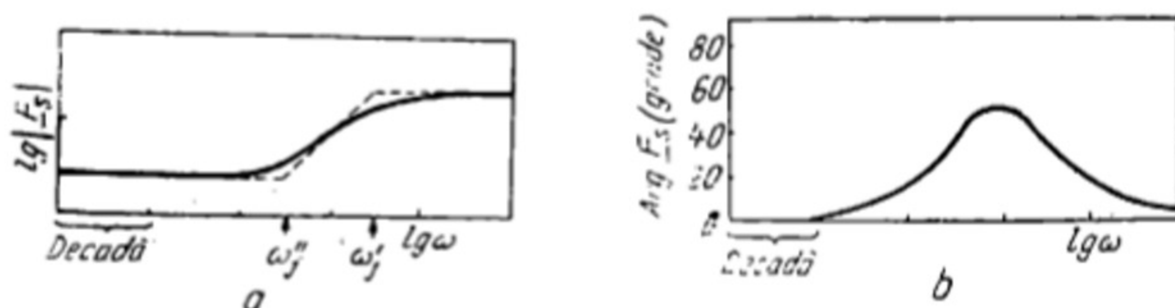


Fig. A. 13.10

obținem

$$\frac{\underline{A}}{A_0} = \frac{k(1 + j\omega/\omega_j'')}{1 + jk\omega/\omega_j''} = \underline{F}_S(j\omega). \qquad (A.13.22)$$

La frecvențe foarte joase ($\omega \gg \omega_j$) se obține $\underline{A} \cong kA_0$:

$$\underline{A}\bigg|_{\omega\to 0} = -\frac{g_m R_D}{1 + g_m R_S} \cong -\frac{R_D}{R_S} \qquad (A.13.23)$$

(amplificarea etajului cu rezistența din sursă nedecuplată).

Modulul și faza funcției $\underline{F}_S(j\omega)$ definite de relația (A.13.22) sînt respectiv

$$|\underline{F}_S| = k\sqrt{\frac{1 + (\omega/\omega_j'')^2}{1 + (k\omega/\omega_j'')^2}}\ ;\ \arg\ \underline{F}_S = \operatorname{arctg}\frac{\omega}{\omega_j''} - \operatorname{arctg}\frac{k\omega}{\omega_j''}, \qquad (A.13.24)$$

iar figura A.13.10 ilustrează o variație tipică cu frecvența.

Dacă admitem un factor k definit de relația (A.13.20) foarte mic în comparație cu unitatea, atunci pentru $\omega \gg \omega_j''$ rezultă

$$|\underline{F}| \cong \frac{k\omega/\omega_j''}{\sqrt{1 + (k\omega/\omega_j'')^2}} \qquad (A.13.25)$$

și frecvența limită de jos definită pentru $|\underline{F}| = \frac{1}{\sqrt{2}}$ este (cu aproximația implicată în (A.13.25))

$$\omega_j \cong \frac{\omega_j''}{k} = \frac{1}{C_S R_S'} = \frac{1 + g_m R_S}{C_S R_S} \cong \frac{g_m}{C_S}. \qquad (A.13.26)$$

A.13.2.3. Calculul capacităților din etajul de amplificare tip sursă comună

Circuitul echivalent complet este cel din figura A.13.9,*c*, unde atît C_G cît și C_S au acum valori finite. Observăm că circuitul de intrare (cu capacitatea C_G) și cel de ieșire (cu capacitatea C_S) sînt complet izolate (datorită impedanței de intrare practic infinite a tranzistorului cu efect de cîmp). Ca urmare, calculele de mai sus rămîn valabile, iar amplificarea normată la valoarea din bandă este

$$\frac{\underline{A}}{A_0} = \underline{F}_G(j\omega)\underline{F}_S(j\omega). \qquad (A.13.27)$$

Riguros vorbind, $|\underline{A}|$ scade cu scăderea frecvenței datorită ambilor factori din relația (A.13.27), deci **frecvența** limită de jos va depinde de ambele capacități din schemă. Să remarcăm că nu poate fi vorba de o determinare univocă a celor două capacități, deoarece în proiectare dispunem numai de relația care dă pe $f_j = \omega_j/2\pi$. Putem *alege* una dintre capacități, și o vom face după cum urmează. Neglijind R_G față de $R_{1,2}$ în relația (A.13.16) putem scrie (calculul acoperitor):

$$C_G = \frac{1}{2\pi f_j R_{1,2}},\ f_j = \text{dat},\ C_S \to \infty. \qquad \text{(A.13.28)}$$

Pentru același f_j, din relația (A.13.26) rezultă

$$C_S = \frac{g_m}{2\pi f_j},\ C_G \to \infty. \qquad \text{(A.13.29)}$$

Deoarece $R_{1,2}$ (de ordinul megohmilor) este extrem de mare în comparație cu $1/g_m$ (kiloohmi sau mai mic), capacitatea C_G din (A. 13.28) rezultă de valoare mult mai mică decît C_G. Vom *alege* în mod arbitrar C_G de 10...20 ori mai mare decît valoarea care rezultă din **relația (A.13.28)**. Atunci C_G va putea fi considerat practic infinit și se va putea aplica formula (A.13.29) pentru calculul lui C_S.

A.13.2.4. **Efectul condensatorului de cuplaj asupra răspunsului etajului de tip emitor comun**

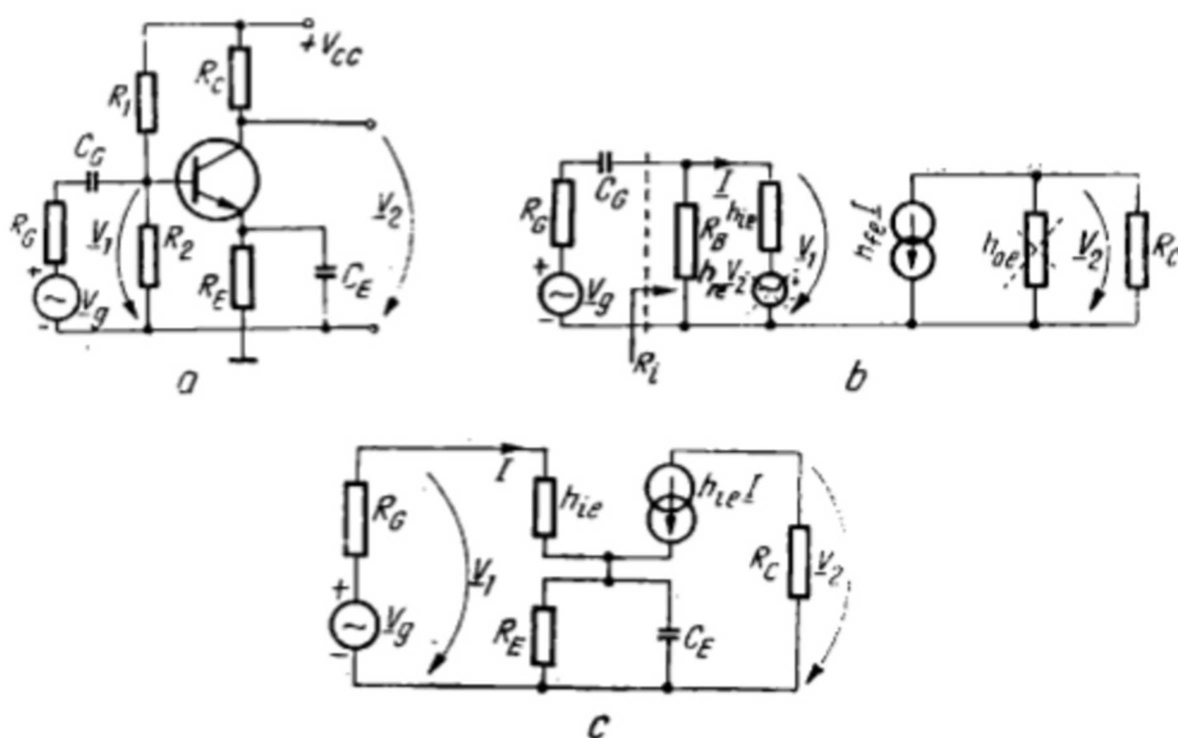


Fig. A. 13.11

Etajul emitor comun este reprezentat în figura A.13.11,*a*. Presupunînd condensatorul de decuplare C_E de valoare foarte mare ($C_E \to \infty$) obținem schema echivalentă din figura A.13.11,*b* ($h_{re} \cong 0$, $h_{oe} \cong 0$). Se verifică ușor

că C_G introduce o dependență de frecvență printr-un factor identic cu $\underline{F}_G(j\omega)$ din relația (A.13.17), cu deosebirea că frecvența se normează la

$$\omega_j = \frac{1}{C_G(R_C + R_i)}, \quad R_i = \frac{R_B h_{ie}}{R_B + h_{ie}}. \qquad \text{(A.13.30)}$$

În relația de mai sus ω_j are semnificația *frecvenței limită de jos* (amplificarea scade la 3 dB din valoarea din bandă).

A.13.2.5. Efectul condensatorului de decuplare asupra răspunsului etajului de tip emitor comun

Calculul se face pe schema echivalentă din figura A.13.11,*c*. Aici am considerat $C_G \to \infty$ și am neglijat efectul lui R_B presupus mult mai mare decît R_G. Dacă această ultimă condiție nu este satisfăcută, atunci R_B trebuie înglobat în generator; răspunsul în frecvență nu va fi afectat decît prin înlocuirea lui R_G cu $R_G' = R_G R_B/(R_G + R_B)$.

Amplificarea este

$$\underline{A}(j\omega) = \frac{\underline{V}_2}{\underline{V}_g} = \frac{-h_{fe}R_C(1 + j\omega C_E R_C)}{R_G + h_{ie} + (h_{fe} + 1)R_E + j\omega C_E R_E(R_G + h_{ie})}. \qquad \text{(A.13.31)}$$

Pentru $\omega \to \infty$ obținem amplificarea din bandă

$$A_0 = \frac{-h_{fe}R_C}{R_G + h_{ie}}. \qquad \text{(A.13.32)}$$

La frecvențe foarte joase $(\omega \to 0)$ obținem

$$A(0) = \frac{-h_{fe}R_C}{R_G + h_{ie} + (h_{fe} + 1)R_E}, \qquad \text{(A.13.33)}$$

adică o amplificare mult mai mică în modul, datorită nedecuplării lui R_E. Cu notațiile

$$k = \frac{A(0)}{A_0} = \frac{R_G + h_{ie}}{R_G + h_{ie} + (h_{fe} + 1)R_E}; \qquad \text{(A.13.34)}$$

$$\omega_j'' = \frac{1}{R_E C_E}; \quad \omega_j' = \frac{\omega_j''}{k}, \qquad \text{(A.13.35)}$$

dependența $\underline{A}(j\omega)/A_0$ se scrie exact sub forma (A.13.22). Dacă

$$(h_{fe} + 1)R_E > R_G + h_{ie} \quad \text{sau} \quad k \ll 1, \qquad \text{(A.13.36)}$$

atunci, așa cum arată relația (A. 13.26), *frecvența limită de jos* este

$$\omega_j \cong \frac{\omega_j''}{k} = \frac{1}{R_E C_E} \cdot \frac{R_G + h_{ie} + (h_{fe} + 1)R_E}{R_G + h_{ie}} = \frac{1}{C_E R_E'}, \qquad \text{(A.13.37)}$$

unde (folosind şi inegalitatea A.13.36)

$$R_E' = \frac{R_E R}{R_E + R} \lesssim R, \ R = \frac{R_G + h_{ie}}{h_{fe} + 1}, \tag{A.13.38}$$

deci

$$\omega_j \cong \frac{h_{fe} + 1}{C_E(R_G + h_{ie})}. \tag{A.13.39}$$

F. Alegerea condensatoarelor din etajul de amplificare cu tranzistorul în conexiunea EC

Dacă atît C_G cît şi C_E sînt finite, trebuie efectuat un calcul special al amplificării: nu se pot aplica rezultatele de mai sus deoarece circuitul de intrare nu mai este separat de cel de ieşire. Nu vom efectua acest calcul (tratarea sistematică a răspunsului în frecvenţă al amplificatoarelor* se face în cursul de circuite integrate liniare). Vom indica în schimb un procedeu de alegere a capacităţilor din schemă.

Ţinînd seama că $R_B \gg h_{ie}$ şi considerînd $R_i \cong h_{ie}$ în relaţia (A.13.30), rezultă

$$C_G \cong \frac{1}{2\pi f_j(R_G + h_{ie})}, \ f_j = \text{dat}, \ C_E \to \infty, \tag{A.13.40}$$

în timp ce (A.13.39) dă

$$C_E = \frac{(h_{fe} + 1)}{2\pi f_j(R_G + h_{ie})}, \ C_G \to \infty. \tag{A.13.41}$$

Ca urmare, dacă impunem f_j şi calculăm capacităţile în situaţiile limită descrise de relaţiile (A.13. 40) şi (A.13.41), obţinem o capacitate C_E de $(h_{fe}+1)$ ori mai mare decît C_G.

Procedînd la fel ca în cazul etajului sursă comună, vom alege C_G mult mai mare decît valoarea indicată de relaţia (*A*.13.40). Ca urmare, C_G va putea fi considerat „foarte mare" şi se va putea aplica relaţia (A.13.41) pentru calculul lui C_E.

ANEXA 16.1

EFECTUL IMPEDANŢELOR DE INTRARE ŞI DE IEŞIRE ALE REŢELEI WIEN

Figura A. 16.1 reprezintă un amplificator unidirecţional, dar cu o impedaţă de intrare, respectiv, de ieşire, finită. Reţeaua Wien este şi ea descrisă de o impedanţă de intrare ($\underline{Z}_{iW}$), o impedanţă de ieşire ($\underline{Z}_{oW}$) şi de

* Inclusiv calculul efectului capacităţilor într-un amplificator cu mai multe etaje.

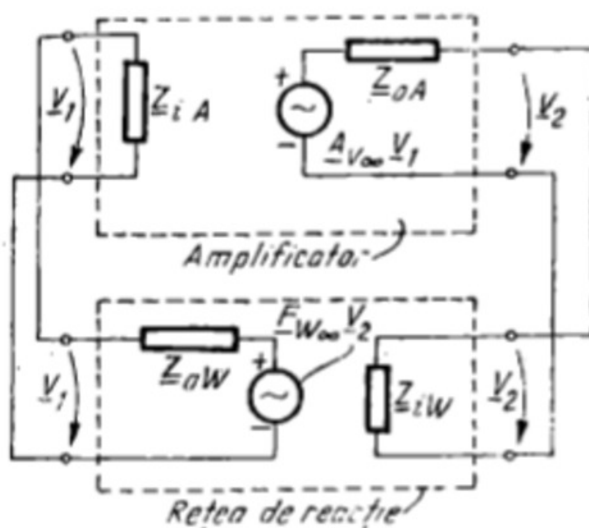


Fig. A. 16.1

funcția de transfer în gol $\underline{F}_{W\infty}(\omega)$, identică de fapt cu $\underline{F}_W$ dată de relația (16.25). Se neglijează transferul invers al semnalului în rețeaua Wien.

● Scriem succesiv

$$\underline{A}_V = \frac{\underline{V}_2}{\underline{V}_1} = \frac{\underline{A}_{V\infty}\underline{Z}_{iW}}{\underline{Z}_{iW} + \underline{Z}_{oA}}; \tag{A.16.1}$$

$$\underline{F}_W = \frac{\underline{V}_1}{\underline{V}_2} = \frac{\underline{F}_{W\infty}\underline{Z}_{iA}}{\underline{Z}_{iA} + \underline{Z}_{oW}} \tag{A.16.2}$$

şi **condiția Barkhausen** devine

$$\underline{A}_V\underline{F}_W = \underline{A}_{V\infty}\underline{F}_{W\infty}\frac{\underline{Z}_{iW}}{\underline{Z}_{iW} + \underline{Z}_{oA}} \cdot \frac{\underline{Z}_{iA}}{\underline{Z}_{iA} + \underline{Z}_{oA}}. \tag{A.16.3}$$

Presupunem pentru simplitate

$$\underline{A}_{V\infty} = A_{V\infty} = \text{real},\ \underline{Z}_{iA} = R_i,\ \underline{Z}_{oA} = R_o \tag{A.16.4}$$

şi admitem că $R_1 = R_2 = R,\ C_1 = C_2 = C$. Atunci:

$$\underline{F}_{W\infty} = \frac{1}{3 + \mathrm{j}\left(\bar{\omega} - \dfrac{1}{\bar{\omega}}\right)} = \underline{F}_{W\infty}(\mathrm{j}\bar{\omega}); \tag{A.16.5}$$

$$\underline{Z}_{iW} = \frac{R}{(1 + \mathrm{j}\bar{\omega})\underline{F}_{W\infty}(\mathrm{j}\bar{\omega})}; \tag{A.16.6}$$

$$\underline{Z}_{oW} = R\left(\frac{1 + \mathrm{j}\bar{\omega}}{\mathrm{j}\bar{\omega}}\right)\underline{F}_{W\infty}(\mathrm{j}\bar{\omega}), \tag{A.16.7}$$

unde

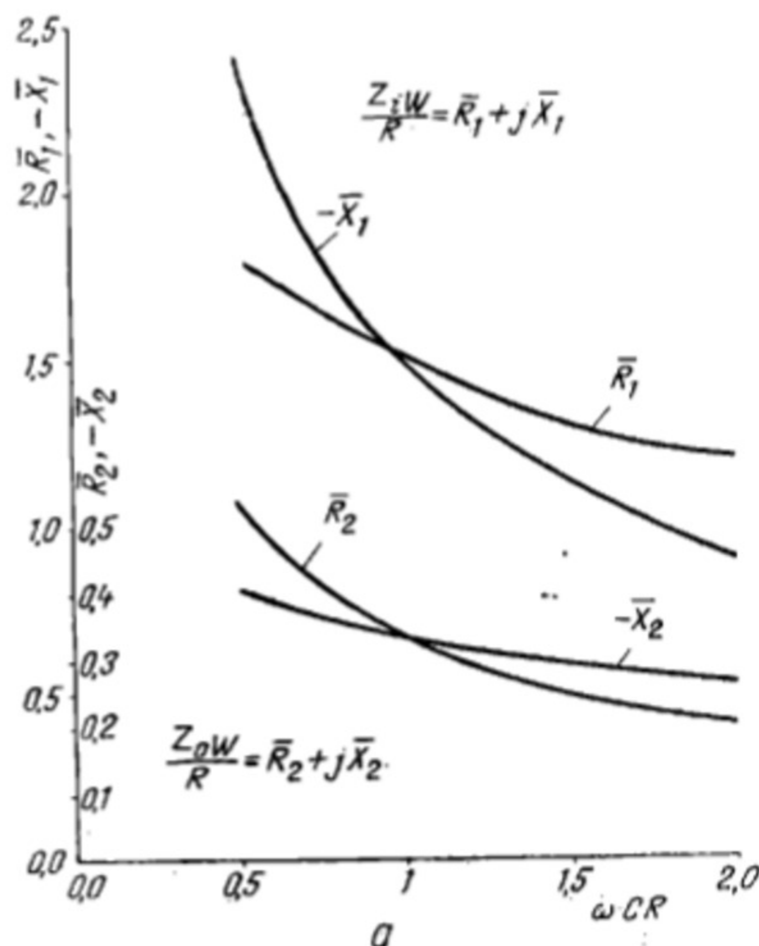
$$\bar{\omega} = \omega RC = \frac{\omega}{\omega_0},\ \omega_0 = \frac{1}{RC} \tag{A.16.8}$$

este frecvența (unghiulară) normată la frecvența caracteristică a rețelei, ω_0.

● Condiția de oscilație (A.16.3) va determina o **frecvență de oscilație** care depinde de amplificator (prin $A_{V\infty}$, R_i, R_o). *Stabilitatea* acestei frecvențe va fi mult mai dificil de asigurat decît în cazul ideal (a se vedea relația 16.31)

● Concomitent, **amplificarea necesară pentru susținerea oscilațiilor** nu va mai fi independentă de elementele rețelei de reacție ($A_{V\infty} = A_V = 3$, ca mai înainte). Reglajul frecvenței prin intermediul rezistoarelor și condensatoarelor din rețeaua de reacție va determina o variație a amplificării și ca urmare va varia și amplitudinea de oscilație.

Figura A. 16.2, *a* reprezintă părţile reală şi imaginară ale impedanţei de intrare şi respectiv de ieşire ale reţelei Wien. Se reprezintă de asemenea, în figura A. 16.2, *b*, modulul şi faza funcţiei de transfer în gol, $\underline{F}_{W\infty}$, în funcţie de frecvenţă.



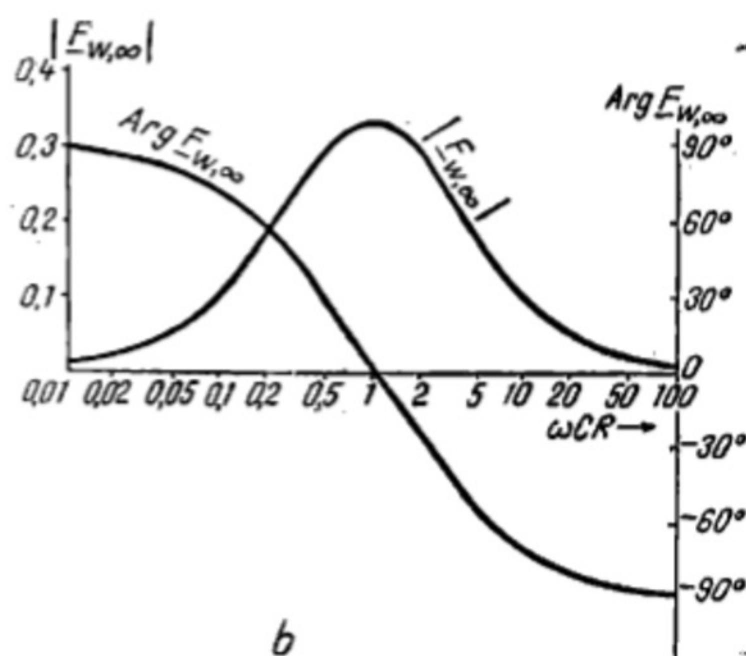


Fig. A. 16.2

OSCILATOARE CU REȚEA DUBLU T MODIFICATĂ ȘI AMPLIFICATOR DE CURENT

● **Rețeaua dublu T modificată** apare în figura A.16.3, iar *funcția sa de transfer în curent* este de forma:

$$\underline{K}(j\omega) = \frac{I_{2T}}{I_{1T}} = K(j\bar{\omega}\,;k),\ \ \bar{\omega} = \omega CR. \tag{A.16.9}$$

$|K(j\bar{\omega})|$ are un **maxim** pentru $\omega = \omega_0 = \dfrac{1}{CR}$. Acesta este o valoare reală, pozitivă:

$$\underline{K}(j\omega_0) = \frac{k(2+k)}{2+k+k^2} = \varphi(k) > 0. \tag{A.16.10}$$

Pentru

$$k = k_{opt} = 2(1+\sqrt{2}) = 4{,}824 \cong 5 \tag{A.16.11}$$

$\varphi(k)$ are valoare maximă, și anume

$$\underline{K}(j\omega_0)|_{k=k_{opt}} = \varphi(k_{opt}) = 1{,}094 > 1. \tag{A.16.12}$$

Se constată că în cazul de mai sus rețeaua nu atenuează curentul, ci dimpotrivă, îl amplifică cu un factor ușor supraunitar. De aici apare ideea de a folosi ca amplificator un tranzistor în conexiunea BC, tranzistor care are o impedanță de intrare mică și o impedanță de ieșire mare, dar o amplificare în curent ușor subunitară.

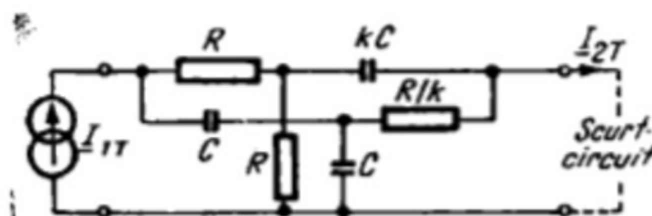


Fig. A. 16.3

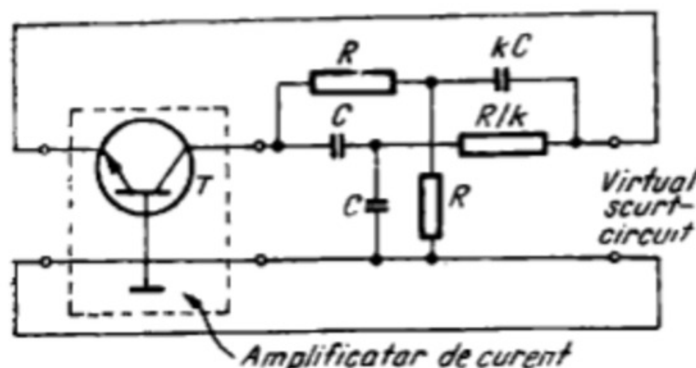


Fig. A. 16.4

● **Schema de curent alternativ a unui asemenea oscilator** este reprezentată în figura A.16.4.

Condiția Barkhausen (amplificare în curent unitară pe bucla de reacție pozitivă) se scrie

$$\frac{h_{fe}}{h_{fe}+1}\underline{K}(j\omega) = 1. \tag{A.16.13}$$

Frecvența de oscilație va fi

$$f_{osc} = \frac{\omega_0}{2\pi} = \frac{1}{2\pi RC}, \tag{A.16.14}$$

în timp ce **condiția de amorsare** devine

$$h_{fe} > h_{fe,cr}, \quad h_{fe,cr} \quad \varphi(k) = h_{fe,cr} + 1 \tag{A.16.15}$$

$$h_{fe} > h_{fe,cr} = \frac{2 + k + k^2}{k - 2} \tag{A.16.16}$$

și *oscilatorul nu poate funcționa decît pentru* $k > 2$. Desigur, valoarea minimă a lui $h_{fe,cr}$ se va obține pentru $k = k_{opt}$ determinat de relația (A.16.11). Găsim

$$(h_{fe,cr})_{min} = h_{fe,cr}(k_{opt}) = 10{,}66. \tag{A.16.17}$$

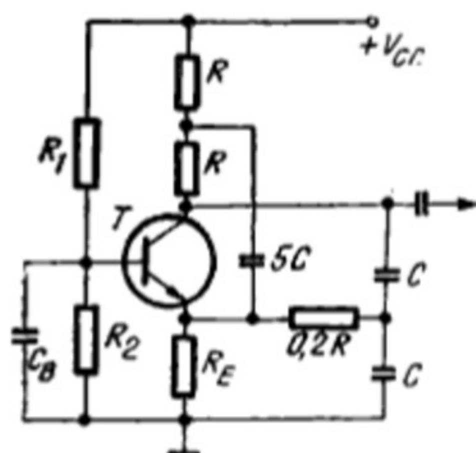


Fig. A. 16.5

○ **Observație.** Rezultatele de mai sus se modifică sensibil dacă rezistența de intrare a amplificatorului de curent nu se poate neglija.

● Figura A.16.5 reprezintă o **schemă completă.** Tranzistorul are baza la masă (capacitatea C_B este un scurtcircuit). Sarcina se conectează în colector. Amplitudinea oscilațiilor se limitează pe seama neliniarității caracteristicilor tranzistorului.

Am menționat selectivitatea mai bună a rețelei dublu T. Dezavantajul acestui circuit constă în faptul că reglajul freevenței este foarte dificil. Se poate asigura o variație continuă într-o gamă restrînsă înlocuind divizorul din colector (fig. A.16.5) cu un potențiometru (capacitatea $5C$ se conectează la cursor).

ANEXA 16.3

LIMITAREA AMPLITUDINII DE OSCILAȚIE ÎN OSCILATOARELE CU TRANZISTOARE BIPOLARE

● **Curentul de colector** *depinde de tensiunea bază-emitor* după legea exponențială

$$i_C(t) = I_{ES} \exp \frac{q v_{BE}(t)}{kT}, \tag{A.16.18}$$

unde se presupune

$$v_{BE}(t) = V_0 + V_1 \cos \omega t \tag{A.16.19}$$

și obținem

$$i_C(t) = I_M \frac{\exp(x \cos \omega t)}{\exp x}. \tag{A.16.20}$$

Panta normată în funcție de amplitudinea normată ($kT/q = 0{,}026$ V **la temperatura camerei**)

$x = \frac{qV_1}{kT}$	$\frac{G_m}{g_m}$	x	$\frac{G_m}{g_m}$	x	$\frac{G_m}{g_m}$
0,0	1,0	3,0	0,540	8,0	0,234
0,2	0,995	4,0	0,432	9,0	0,210
0,5	0,970	5,0	0,357	10,00	0,190
1,0	0,893	6,0	0,304	15,0	0,129
2,0	0,698	7,0	0,246	20,0	0,0975

Tabelul A.16.1 dă valori ale funcției $\varphi(x)$ pentru anumite valori ale lui x. Reprezentarea grafică apare în figura 16.30.

Pentru semnale mari, cînd $x \to \infty$ $(x \gg 1)$ se obține

$$\lim \frac{2\mathbf{I}_1(x)}{\mathbf{I}_0(x)}\bigg|_{x\to\infty} \qquad \text{(A.16.29)}$$

și *amplitudinea fundamentalei se limitează la o valoare egală cu* $2I_{C0}$.

În figura A.16.6 se reprezintă, folosind relația (A.16.20), variația în timp a curentului de colector pentru cîteva valori ale lui x. Se constată că pentru x mare în comparație cu unitatea curentul curge sub formă de *impulsuri*.

Riguros vorbind, în cadrul matematic folosit aici $i_C(t)$ nu se anulează niciodată. Pentru scopuri practice putem defini un *unghi de conducție*, 2θ, considerînd, în mod cu totul arbitrar că tranzistorul este „blocat" dacă $i_C(t)$ scade sub 5% din valoarea sa maximă, I_M, adică

$$\frac{i_C(\theta)}{I_M} = \frac{\exp\,(x\cos\theta)}{\exp\, x} = 0{,}05, \qquad \text{(A.16.30)}$$

de unde

$$\theta = \text{arc}\cos\left(1 + \frac{\ln 0{,}05}{x}\right) \cong \text{arc}\cos\left(1 - \frac{3}{x}\right). \qquad \text{(A.16.31)}$$

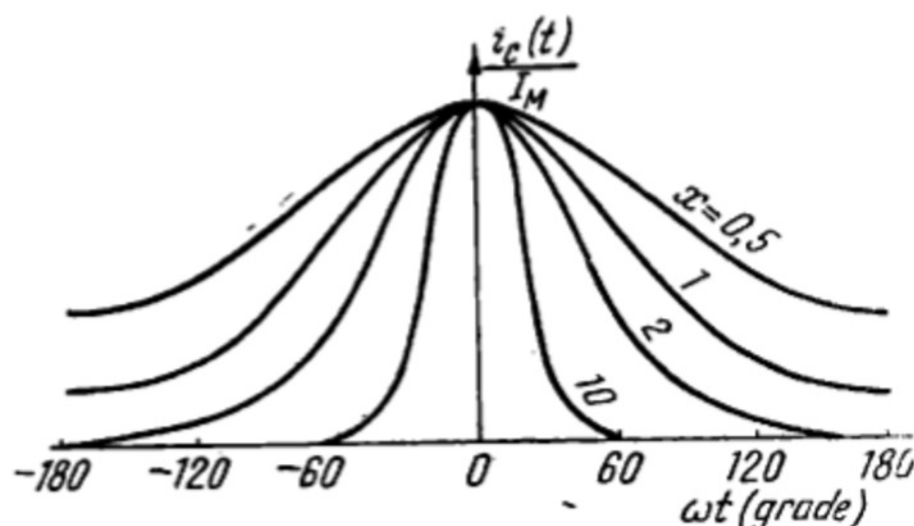


Fig. A. 16.6

unde

$$I_M = I_{ES} \exp\frac{qV_0}{kT}\exp\ x,\ \ x = \frac{qV_1}{kT} \tag{A.16.21}$$

(I_M este valoarea maximă a lui $i_C(t)$, obținută pentru $t = 0$). Evident, $i_C(t)$ este o funcție periodică de perioadă $T = 2\pi/\omega$ și poate fi dezvoltată în serie Fourier. Deoarece $i_C(t)$ este o funcție pară, se poate scrie:

$$i_C(t) = \sum_{n=0}^{\infty} C_n \cos n\omega t, \tag{A.16.22}$$

unde coeficienții Fourier se determină după cum urmează:

$$C_0 = \frac{1}{T}\int_0^T i_C(t)\ dt = \frac{I_M}{\exp\ x}\left[\frac{1}{2\pi}\int_{-\pi}^{+\pi}\exp\ (x\cos\ \theta)d\theta\right] = \frac{I_M}{\exp x}\mathbf{I}_0(x) = I_{C0}, \tag{A.16.23}$$

în care $\mathbf{I}_0(x)$ este funcția Bessel modificată de ordin zero și argument x, iar I_{C0} este curentul mediu de colector, *impus de circuit* în mod independent de V_1. Similar

$$C_n = \frac{2I_M}{\exp\ x}\left[\frac{1}{2\pi}\int_{-\pi}^{+\pi}\exp\ (x\cos\theta)\cos n\,\theta\, d\theta\right] =$$

$$= \frac{2I_M}{\exp x}\mathbf{I}_n(x);\ \ n = 1,\ 2,\ 3, \ldots, \tag{A.16.24}$$

unde $\mathbf{I}_n(x)$ este funcția Bessel modificată de ordin n și argument x. Ca urmare:

$$i_C(t) = I_{C0}\cdot\left[1 + \sum_{n=1}^{\infty}\frac{2\mathbf{I}_n(x)}{\mathbf{I}_0(x)}\cos\ n\omega t\right], \tag{A.16.25}$$

ceea ce ne permite să evaluăm amplitudinea fiecărei componente a lui $i_C(t)$ pentru un $x =$ dat ($V_1 =$ dat).

Cazul limită al semnalelor mici se obține pentru $x \to 0$. Se poate arăta

$$\mathbf{I}_0(x) \to 1,\ \mathbf{I}_1(x) \to \frac{x}{2},\ \mathbf{I}_n(x) \to 0\ \ (n = 2,\ 3,\ 4\ \ldots) \tag{A.16.26}$$

(s-au neglijat mărimile mici de ordinul al doilea), astfel încît

$$i_C(t) \cong I_{C0}(1 + x\cos\omega t) = I_{C0} + g_m V_1\cos\omega t, \tag{A.16.27}$$

unde $g_m = q\,I_{C0}/kT$ este panta de semnal mic. Acesta este exact rezultatul așteptat la semnale mici ($x \ll 1,\ V_1 \ll kT/q$).

În text (§16.5.1) s-a arătat modul cum se definește panta echivalentă pentru fundamentala curentului, $G_m = G_m(x)$. Se obține

$$\frac{G_m(x)}{g_m} = \frac{2\mathbf{I}_1(x)}{x\mathbf{I}_0(x)} = \varphi(x). \tag{A.16.28}$$

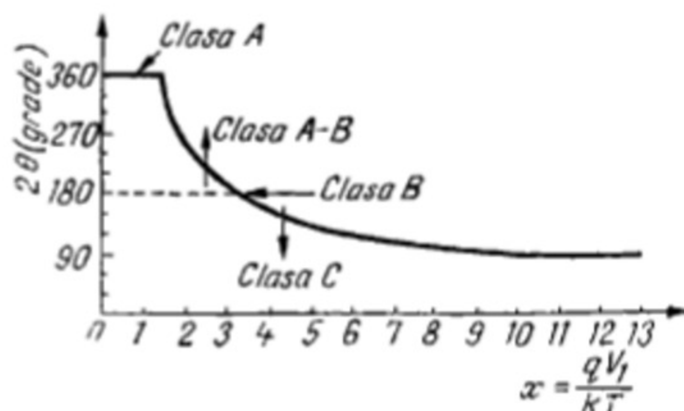


Fig. A. 16.7

Unghiul de conducţie depinde numai de semnalul normat x şi este reprezentat în figura A.16.7 Tranziţia de la clasa A la clasa AB are loc pentru $x = 1,5$ ($\theta = 180°$). Funcţionarea în clasă B corespunde lui $x = 3$ ($\theta = 90°$). Pentru $x > 3$ se obţine o funcţionare în clasă C.

● În figura 16.31 s-a arătat că **tensiunea medie bază-emitor,** V_0, *scade cu creşterea amplitudinii semnalului*. Pentru a determina mărimea acestei scăderi plecăm de la relaţia

$$i_C(t) = I_{ES} \exp \frac{2V_0}{kT} \exp (x \cos \omega t), \tag{A.16.32}$$

unde $V_0 = V_{BE}(I_{C0}, V_1)$. Notînd tensiunea bază-emitor în absenţa semnalului cu

$$V_{BE0} = V_{BE}|_{V_1 \to 0} = V_{BE}(I_{C0}), \tag{A.16.33}$$

observăm că

$$I_{C0} = I_{ES} \exp \frac{qV_{BE0}}{kT} \tag{A.16.34}$$

(relaţie care corespunde punctului static de funcţionare, pe caracteristica de transfer exponenţială). La un semnal oarecare $V_1 \neq 0$, obţinem$(V_{BE})_{mediu} = V_0$ din relaţia (A.16.32), particularizînd pentru $t = 0$

$$I_M = I_{ES} \exp \frac{qV_0}{kT} \exp x. \tag{A.16.35}$$

Tabelul A.16.2

Funcţia ln $I_0(x)$

$x = \frac{qV_1}{kT}$	0	0,5	1	2	5	10	20
$\frac{q\Delta v_{BE}}{kT} = \ln I_0(x)$	0	0,062	0,236	0,823	3,3	7,93	17,6

Din relațiile (A.16.33), (A.16.34) și (A.16.35) rezultă:

$$I_{C0} = \frac{\mathbf{I}_0(x)}{\exp x} I_M = I_{ES}\mathbf{I}_0(x) \exp \frac{qV_0}{kT} = I_{ES} \exp \frac{qV_{BE0}}{kT}. \quad \text{(A.16.36)}$$

Mărimea scăderii tensiunii medii bază-emitor este deci

$$\Delta V_{BE} = V_{BE0} - V_0 = \frac{kT}{q} \ln \mathbf{I}_0(x) \quad \text{(A.16.37)}$$

și unele valori numerice apar în tabelul A.16.2.

De exemplu, pentru $x = 10$ (funcționare adînc în clasă C, cu $\theta \cong 45°$) găsim $\Delta V_{BE} = 0{,}026 \cdot 7{,}93 \simeq 0{,}2$ V, deci o *deplasare apreciabilă a punctului mediu de funcționare în sensul blocării tranzistorului.*

ANEXA 16.4

PROPRIETĂȚI ALE CIRCUITELOR REZONANTE LC

● Figura A.16.8 arată un **circuit serie RLC comandat de un generator ideal de tensiune,** $\underline{V}_g$. *Curentul prin circuit*

$$\underline{I} = \frac{\underline{V}_g}{\underline{Z}} = \frac{\underline{V}_g}{R + j\left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)} \quad \text{(A.16.38)}$$

are valoarea maximă

$$\underline{I}_r = \frac{\underline{V}_g}{R} \quad \text{(A.16.39)}$$

la frecvența de rezonanță

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}, \; f_0 = \frac{\omega_0}{2\pi} = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}. \quad \text{(A.16.40)}$$

La o frecvență oarecare, modulul curentului și unghiul de defazaj, φ, al curentului față de tensiunea aplicată, $\underline{V}_g$, sînt date de

$$\left|\frac{\underline{I}}{\underline{I}_r}\right| = \frac{1}{\sqrt{1+\xi^2}},$$
$$\varphi = -\operatorname{arctg} \xi, \quad \text{(A.16.41)}$$

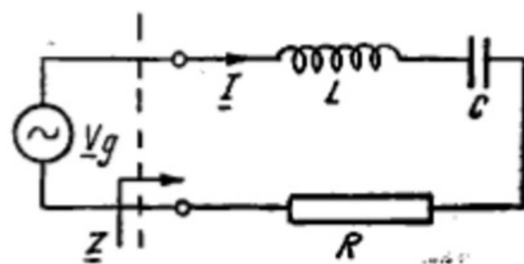


Fig. A. 16.8

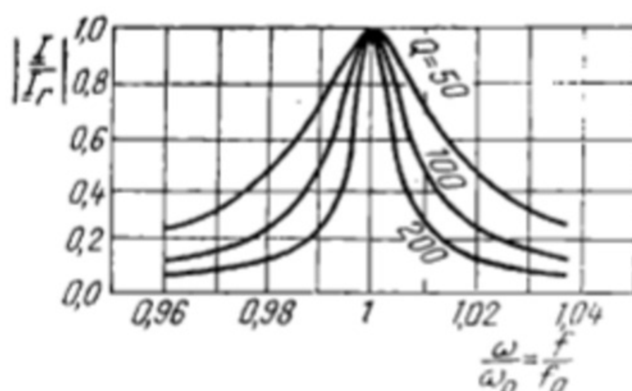


Fig. A. 16.9

unde

$$\xi = \frac{X}{R} = \frac{1}{R}\left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right) = Q\left(\frac{f}{f_0} - \frac{f_0}{f}\right) \qquad \text{(A.16.42)}$$

este un dezacord generalizat, iar

$$Q = \frac{\omega_0 L}{R} = \frac{1}{\omega_0 C R} \qquad \text{(A.16.43)}$$

este *factorul de calitate* al circuitului.

Figura A.16.9 arată exemple de *curbe de rezonanță*. Circuitul este cu atît mai selectiv cu cît factorul de calitate al acestuia este mai mare. *Banda* circuitului se definește ca domeniul de frecvențe în care $|\underline{I}| \geqslant |\underline{I}_r|/\sqrt{2} \cong 0{,}707|\underline{I}_r|$. Ținînd sema că, pentru f apropiat de f_0, din relația (A.16.42) rezultă

$$\xi \cong \frac{2Q}{f_0}(f - f_0), \qquad \text{(A.16.44)}$$

se găsește ușor relația

$$B = f|_{\xi=1} - f|_{\xi=-1} = \frac{f_0}{Q} \qquad \text{(A.16.45)}$$

(deci *banda este invers proporțională cu factorul de calitate*).

● **Circuitul derivație** RLC din figura A.16.10, *a* este *dualul* circuitului serie. Rezultatele de mai sus se transpun pentru circuitul derivație schimbînd între ele: tensiunea cu curentul, C cu L, rezistența cu conductanța. La frecvența $f_0 = \dfrac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$ *admitanța* circuitului

$$\underline{Y} = \frac{1}{R} + j\omega C + \frac{1}{j\omega L} \qquad \text{(A.16.46)}$$

este *minimă* și egală cu $1/R$.

De regulă, pierderile circuitului apar datorită rezistenței bobinei și reprezentarea cea mai firească este cea din figura A.16.10, *b* (L, R_L și C sînt independente de frecvență).

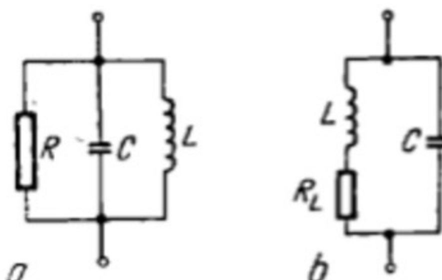


Fig. A. 16.10

Expresia exactă a frecvenței de rezonanță), definită prin condiția ca admitanța (sau impedanța) circuitului să fie un număr real, este

$$f_0' = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}\sqrt{1 - R_L^2\frac{C}{L}} = \frac{\omega_0'}{2\pi} \qquad \text{(A.16.47)}$$

şi în multe cazuri practice se poate aproxima

$$f_0' \cong f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} \tag{A.16.48}$$

(se presupune că pierderile sînt reduse, ceea ce corespunde unui factor de calitate $Q \gg 1$). Putem scrie

$$Q = \frac{\omega_0 L}{R_L} = \frac{1}{\omega_0 C R_L}, \tag{A.16.49}$$

iar impedanţa la rezonanţă este

$$Z_0 = \frac{\omega_0^2 L^2}{R_L} = \frac{1}{\omega_0^2 C^2 R_L} = QL\omega_0 = \frac{Q}{\omega_0 C} = \frac{L}{CR_L}. \tag{A.16.50}$$

Banda circuitului se defineşte prin condiţia ca modulul tensiunii să nu scadă sub 0,707 din valoarea de la rezonanţă (maximă). Aceeaşi condiţie este valabilă pentru impedanţă, deoarece circuitul se presupune a fi excitat cu un *generator ideal de curent*. Se găseşte şi aici

$$B \cong \frac{f_0}{Q}. \tag{A.16.51}$$

La rezonanţă, curenţii prin ramuri sînt de Q ori mai mari ($Q \gg 1$) *decît curentul care trece prin întregul circuit:*

$$\left.\frac{I_C}{\underline{I}}\right|_{\omega\cong\omega_0} = \left.\frac{\underline{V}_g C\omega}{\underline{I}}\right|_{\omega\cong\omega_0} = \frac{L}{CR_L} C\omega_0 = \frac{\omega_0 L}{R_L} = Q, \tag{A.16.52}$$

unde $\underline{I}$ este curentul care excită circuitul.

În anumite cazuri prezintă interes *variaţia defazajului cu frecvenţa*. Pentru circuitul din figura A.16.10, *b* obţinem admitanţa

$$\underline{Y} = \mathrm{j}\omega C + \frac{1}{R_L + \mathrm{j}\omega L} = \frac{1 - \omega^2 LC + \mathrm{j}R_L\omega C}{R_L + \mathrm{j}\omega L} = G + \mathrm{j}B \tag{A.16.53}$$

şi definim defazajul între curent şi tensiune

$$\varphi = \operatorname{arctg}\frac{B}{G} = \operatorname{arctg}\frac{\omega L\left(1 - \omega^2 LC - R_L^2\dfrac{C}{L}\right)}{R_L} \cong \operatorname{arctg}\frac{\omega L}{R_L}(1 - \omega^2 LC) = \operatorname{arctg}\left[\frac{\omega}{\omega_0} Q\left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2}\right)\right]. \tag{A.16.54}$$

Se obţine, pentru $\omega \cong \omega_0$ şi $Q \gg 1$

$$\left.\frac{\mathrm{d}\varphi}{\mathrm{d}\omega}\right|_{\omega\cong\omega_0} = \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\omega}(\operatorname{arctg} y) = \frac{1}{1+y^2}\cdot\frac{\mathrm{d}y}{\mathrm{d}\omega}, \tag{A.16.55}$$

unde

$$y = \frac{\omega}{\omega_0} Q\left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2}\right), \quad \frac{\mathrm{d}y}{\mathrm{d}\omega} = \frac{Q}{\omega_0}\left(1 - \frac{3\omega^2}{\omega_0^2}\right), \tag{A.16.56}$$

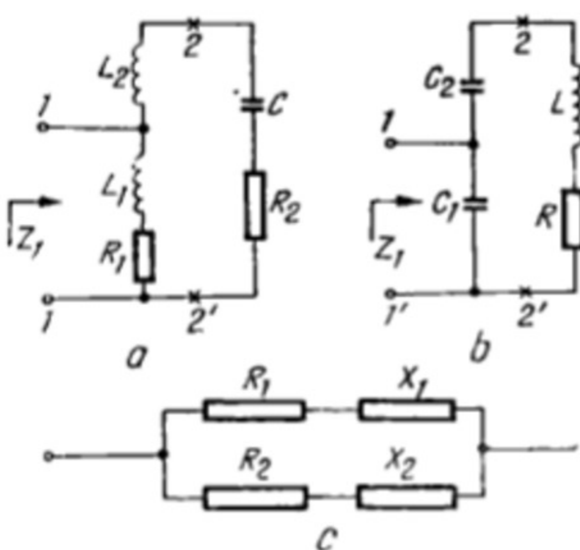


Fig. A. 16.11

deci

$$\left|\frac{d\varphi}{d\omega}\right| \cong \frac{2Q}{\omega_0}, \quad (A.16.57)$$

relaţie folosită în text.

● În numeroase aplicaţii, inclusiv în oscilatoare, se întîlnesc **circuite cu priză pe bobină** (fig. A.16.11, *a*) sau **cu divizor capacitiv** (fig. A.16.11, *b*).

Pentru circuitul cu priză pe bobină din figura A.16.11, *a*, frecvenţa de rezonanţă este

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{CL_s}}, \; L_s = L_1 + L_2, \quad (A.16.58)$$

iar factorul de calitate

$$Q = \frac{\omega_0 L_s}{R_s}, \; R_s = R_1 + R_2. \quad (A.16.59)$$

Impedanţa la bornele *2,2'* este

$$\underline{Z}_2 = (\omega_0 L_s)Q = \frac{\omega_0^2 L_s^2}{R_s} = \frac{L_s}{CR_s}, \quad (A.16.60)$$

în timp ce impedanţa văzută la bornele *1,1'* este

$$\underline{Z}_1 = \frac{\omega_0^2 L_1^2}{R_s} = \frac{\left(\omega_0 L_2 - \frac{1}{\omega_0 C}\right)^2}{R_s}. \quad (A.16.61)$$

Relaţia (A.16.61) se deduce avînd în vedere că pentru un circuit derivaţie ca cel din figura A.16.11, *c* rezonanţa are loc la $X_1 + X_2 = 0$ şi, neglijînd efectul rezistenţelor R_1 şi R_2:

$$\underline{Z} = \frac{(R_1 + jX_1)(R_2 + jX_2)}{R_1 + R_2 + j(X_1 + X_2)} \cong - \frac{X_1 X_2}{R_1 + R_2} = \frac{X_1^2}{R_1 + R_2} = \frac{X_2^2}{R_1 + R_2}. \quad (A.16.62)$$

Din relaţiile (A.16.60) şi (A.16.61) obţinem

$$\underline{Z}_1 = \frac{\omega_0^2 L_s^2}{R_s}\left(\frac{L_1}{L_1 + L_2}\right)^2 = n^2 \frac{\omega_0^2 L_s^2}{R_s} = n^2 Q L_s \omega_0 = n^2 \underline{Z}_2, \quad (A.16.63)$$

unde

$$n = \frac{L_1}{L_s} = \frac{L_1}{L_1 + L_2} < 1. \quad (A.16.64)$$

Putem afirma că circuitul cu priză lucrează ca un *transformator de impedanță*, cu raportul de transformare n.

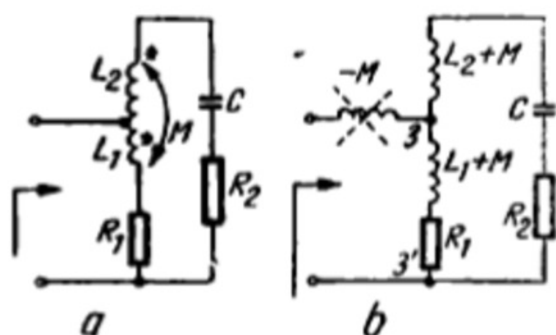


Fig. A. 16.12

Adesea, între cele două bobine din circuitul A.16.11, *a* există un cuplaj mutual, M, așa cum se arată în figura A.16.12,*a*. Calculele arată că circuitul poate fi echivalat cu cel din figura A.16.12, *b*, unde reactanța $-\omega M$ este întotdeauna neglijabilă față de impedanța care o prezintă circuitul la bornele *3,3'*. Ca urmare, se pot folosi formulele de mai înainte unde L_1 trebuie înlocuit cu $L_1 + M$, iar L_2 cu $L_2 + M$. Notăm

$$L_s = L_1 + L_2 + 2M\,;\quad n = \frac{L_1 + M}{L_s} \tag{A.16.65}$$

și avem din nou

$$\underline{Z}_1 = n^2 Q L_s\, \omega_0 = n^2 Q^2 R_s. \tag{A.16.66}$$

Pentru circuitul cu divizor capacitiv din figura A.16.11, *b* se poate scrie

$$\underline{Z}_1 = \frac{1}{\omega_0^2 C_1^2 R} = \frac{\left(\omega_0 L - \dfrac{1}{\omega_0 C_2}\right)^2}{R}, \tag{A.16.67}$$

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC_s}},\quad C_s = \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2}\,; \tag{A.16.68}$$

$$\underline{Z}_1 = \frac{n^2}{\omega_0^2 C_s^2 R} = n^2 Q L \omega_0 = n^2 \underline{Z}_2,\quad \underline{Z}_2 = \frac{L}{C_s R}. \tag{A.16.69}$$

Considerăm un circuit rezonant „în trei puncte" ca cel din figura A.16.13, unde interesează semnalul și caracteristica de frecvență corespunzătoare punctelor *2,2'* atunci cînd sînt cunoscute proprietățile circuitului la bornele *1,1'*. Se poate arăta ușor că, atunci cînd se neglijează rezistențele serie, aplicînd regula divizorului de tensiune se obține la bornele *2,2'* o caracteristică de frecvență de aceeași formă, și anume

$$\frac{\underline{V}'}{\underline{V}'_0} = \frac{1}{1 + \mathrm{j}\xi},\quad \eta = \frac{2Q}{f_0}(f - f_0) \tag{A.16.70}$$

unde Q este factorul de calitate al circuitului, avînd de pildă expresia (A.16.59), pentru circuitul din figura A.16.11, *a*.

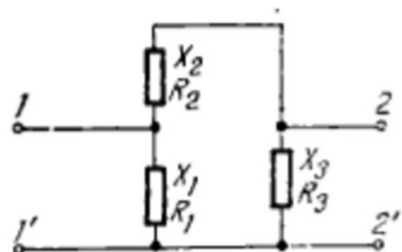


Fig. A. 16.13

O problemă importantă este aceea a *rezistenței interne finite*, R_g, *a generatorului de curent* care excită circuitul rezonant. Să presupunem că generatorul este aplicat la bornele *1,1'*, adică în paralel pe reactanța X_1, în fi-

gura A.16.13. O transfigurare paralel va arăta că rezistența R_1 trebuie înlocuită cu

$$R_1' = R_1 + \frac{X_1^2}{R_g}. \tag{A.16.71}$$

Factorul de calitate va trebui și el corectat în consecință. De exemplu, pentru circuitul cu priză pe bobină din figura A.16.11, *b*, vom găsi

$$Q^* = \frac{\omega_0(L_1 + L_2)}{R_1 + R_2 + \frac{\omega_0^2 L_1^2}{R_g}} = \frac{Q}{1 + \frac{\omega_0^2 L_1^2}{R_g(R_1 + R_2)}}, \tag{A.16.72}$$

unde Q este factorul de calitate *propriu* al circuitului (A.16.52). Se observă că *micșorarea selectivității circuitului este cu atît mai importantă cu cît:*

— *rezistența* R_g *este mai mică;*

— *reactanța* $X_1 = \omega_0 L_1$ *este mai mare.*

Din cele de mai sus rezultă că pentru ca generatorul de semnal să nu „încarce" prea mult circuitul rezonant prin impedanța sa internă, este de dorit ca el să fie conectat printr-o priză care să cuprindă numai o parte a bobinei circuitului.

○ **Notă.** Efectul de amortizare pe care îl produce o rezistență de sarcină conectată din exterior poate fi tratat absolut similar. Și aici se recomandă cuplarea sarcinii printr-o priză atunci cînd se poate tolera scăderea semnalului datorită divizării.

ANEXA 17.1

TEORIA DETECTORULUI DE VÎRF

Se va analiza funcționarea schemei din figura A.17.1, *a*. Caracteristica diodei se aproximează ca în figura A.17.1, *b*. Rezistența diodei deschise se notează cu R_d. Analiza funcționării circuitului (care este de fapt un redresor monoalternanță, cu filtru capacitate) se face cu referire la figura

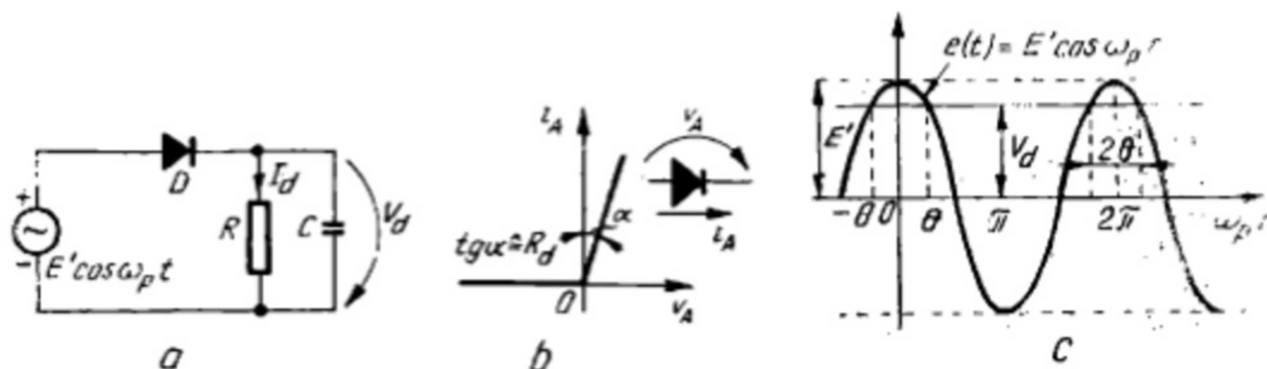


Fig. A. 17.1

A.17.1, *c*. Se redresează semnalul $E' \cos \omega_p t$ (ignorăm pentru moment variaţia lentă în timp a lui E'). Se admite C foarte mare (a se vedea relaţia 17.91), astfel că tensiunea detectată V_d la bornele condensatorului C este practic constantă (cu pulsaţii practic neglijabile). În aceste condiţii, C este încărcat aproape la valoarea de vîrf (din nou relaţia 17.91) şi calculele care urmează sînt valabile numai pentru θ (semiunghiul de conducţie din figura A.17.1, *c*) foarte mic.

● **Parametrii detectorului.** Prin diodă trece **curentul detectat** (echivalent curentul continuu din teoria redresării)

$$I_d = \frac{1}{T}\int_{-T/2}^{T/2} \frac{e(t) - V_d}{R_d} \mathrm{d}t = \frac{1}{2\pi}\int_{-\theta}^{+\theta} \frac{e(t) - V_d}{R_d} \mathrm{d}\theta = \tag{A.17.1}$$

$$= \frac{E'}{\pi R_d}\int_{0}^{\theta} (\cos \omega_p t - \cos \theta) \mathrm{d}(\omega_p t) = \frac{E'}{\pi R_d}(\sin \theta - \theta \cos \theta)$$

iar **tensiunea detectată** este:

$$V_d = RI_d = E' \cos \theta \tag{A.17.2}$$

(fig. A.17.1). Din ultimele două relaţii rezultă

$$\frac{R_d}{R} = \frac{1}{\pi}(\mathrm{tg}\ \theta - \theta). \tag{A.17.3}$$

Se poate defini o **eficienţă a detecţiei**

$$\eta_d = \frac{V_d(t)}{E'(t)} = \cos \theta, \tag{A.17.4}$$

care depinde de raportul R_d/R prin intermediul lui θ, conform relaţiei (A.17.3).

Un alt parametru important al detectorului este **rezistenţa de intrare,** R_i. Aceasta se poate calcula pe bază energetică, conform relaţiei

$$P_i = \frac{(E')^2}{2R_i}, \tag{A.17.5}$$

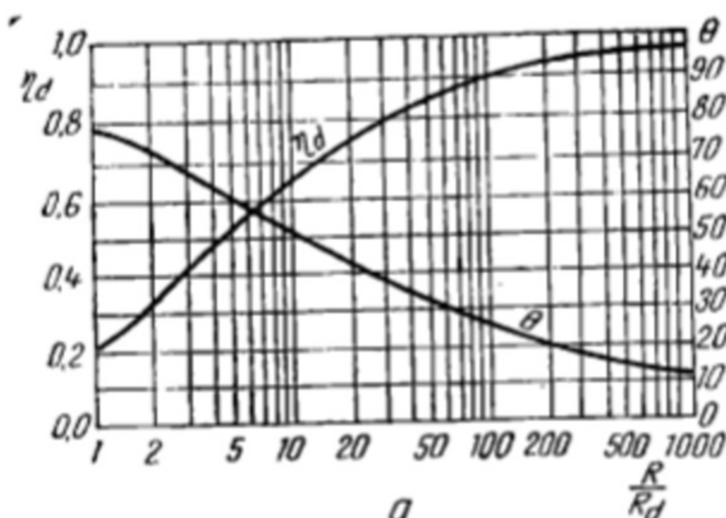
unde P_i este puterea absorbită la intrarea circuitului, calculată ca medie a puterii instantanee pe o perioadă de înaltă frecvenţă:

$$P_i = \frac{1}{2\pi}\int_{-\pi}^{+\pi} e(t)\ i_d(t)\ \mathrm{d}(\omega_p t) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\theta}^{+\theta} \frac{E'\cos \omega_p t(E'\cos \omega_p t - V_d)}{R_d} \mathrm{d}(\omega_p t) =$$

$$= \frac{(E')^2}{2\pi R_d}(\theta - \sin \theta \cos \theta), \tag{A.17.6}$$

astfel încît

$$R_i = \frac{R_d}{\theta - \sin \theta \cos \theta} \tag{A.17.7}$$



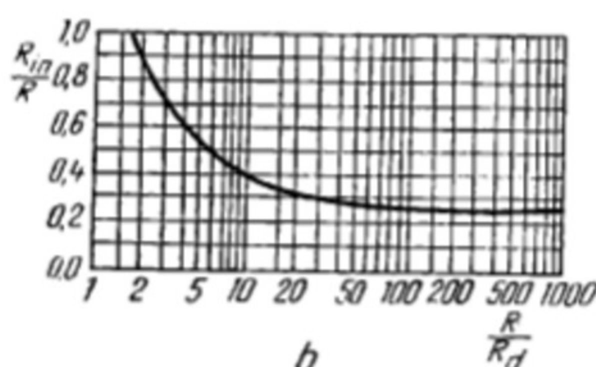


Fig. A. 17.2

şi, folosind relaţia (A.17.1.)

$$\frac{R_i}{R} = \frac{\operatorname{tg}\theta - \theta}{\theta - \sin\theta\cos\theta}. \quad \text{(A.17.8)}$$

Pentru θ *foarte mic* $(R \gg R_d)$

$$R_i\Big|_{\theta\to 0} = \quad \text{(A.17.9)}$$

$$= \frac{R}{2} = \text{valoare minimă.}$$

Figura A.17.2 reprezintă η_d şi R_i în funcţie de R/R_d.

○ **Subliniem faptul că** aceste rezultate sînt valabile numai în cazul limită al unei *constante de timp foarte mari* (v. relaţia 17.91).

● Există o limitare superioară pentru constanta de timp RC, determinată de apariţia **distorsiunilor de neurmărire.** Acestea sînt ilustrate în figura A.17.3. S-a arătat mai înainte cum, în intervalele cînd tensiunea pe condensator, $V_d(t)$, este mai mică decît tensiunea la intrarea detectorului, $e(t)$, dioda este deschisă şi condensatorul C se descarcă lent (cu constanta de timp RC) prin rezistenţa R. Pe figura A.17.3 se observă cum, la un moment dat, atunci cînd descărcarea condensatorului are loc *mai lent* decît scăderea anvelopei, $V_d(t)$ *nu mai urmăreşte anvelopa* (ceea ce constituie o distorsiune). Intuitiv, pentru o constantă de timp RC dată distorsiunile apar dacă semnalul modulat variază rapid în amplitudine, adică dacă ω_M este mare şi/sau gradul de modulaţie m este mare.

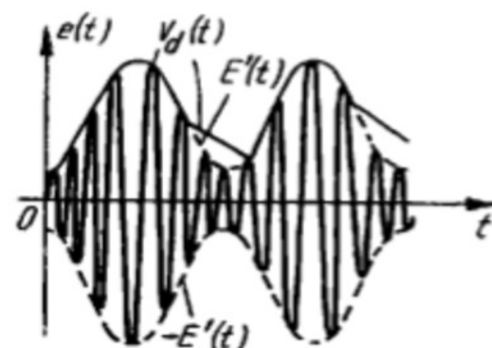


Fig. A. 17.3

Condiţia matematică pentru evitarea distorsiunilor de neurmărire se scrie astfel. Viteza de scădere a anvelopei, $E'(t)$, trebuie să fie mai mică decît viteza de descărcare a condensatorului. Viteza de scădere a anvelopei

$$E'(t) = E(1 + m\cos\omega t) \quad \text{(A.17.10)}$$

este

$$-\frac{dE'}{dt} = E\,m\omega\sin\omega t. \quad \text{(A.17.11)}$$

Condensatorul C se descarcă de la o tensiune E':

$$V_d(t) = E' \exp\left(-\frac{t}{RC}\right) \tag{A.17.12}$$

astfel încît

$$-\frac{dV_d}{dt} = \frac{E'}{RC}\exp\left(-\frac{t}{RC}\right) = \frac{V_d(t)}{RC}. \tag{A.17.13}$$

Aproximînd $V_d(t) \cong E'(t)$, relația precedentă devine

$$-\frac{dV_d}{dt} = \frac{E(1 + m \cos \omega t)}{RC}. \tag{A.17.14}$$

Condiția de evitare a distorsiunilor este

$$-\frac{dE'}{dt} < -\frac{dV_d}{dt} \tag{A.17.15}$$

și, ținînd seama de relațiile (A.17.11) și (A.17.14), obținem

$$RC < \frac{1 + m \cos \omega t}{m \omega \sin \omega t} = \varphi(t). \tag{A.17.16}$$

Trebuie luată în considerare situația cea mai nefavorabilă, adică momentul $t = t_1$ pentru care $\varphi(t)$ este minim.

Din condiția

$$\left.\frac{d\varphi}{dt}\right|_{t=t_1} = 0 \tag{A.17.17}$$

găsim

$$\sin \omega t_1 = \sqrt{1 - m^2}, \tag{A.17.18}$$

de unde rezultă

$$RC \leqslant \varphi(t_1) = \frac{\sqrt{1 - m^2}}{m\omega} \tag{A.17.19}$$

sau

$$\omega RC \leqslant \sqrt{\frac{1}{m^2} - 1} \tag{A.17.20}$$

(unde $\omega = \omega_M$ = frecvența maximă din spectrul semnalului $f(t)$).

Din relația (A.17.20) rezultă limita superioară a constantei de timp RC, dictată de evitarea distorsiunilor de neurmărire. Această limită este cu atît mai coborîtă cu cît ω_M (frecvența maximă din spectrul semnalului modulator) este mai mare și cu cît m este mai mare, așa cum s-a anticipat mai sus.

Este interesant de observat că $m = 1$ face inevitabilă apariția distorsiunilor de neurmărire.

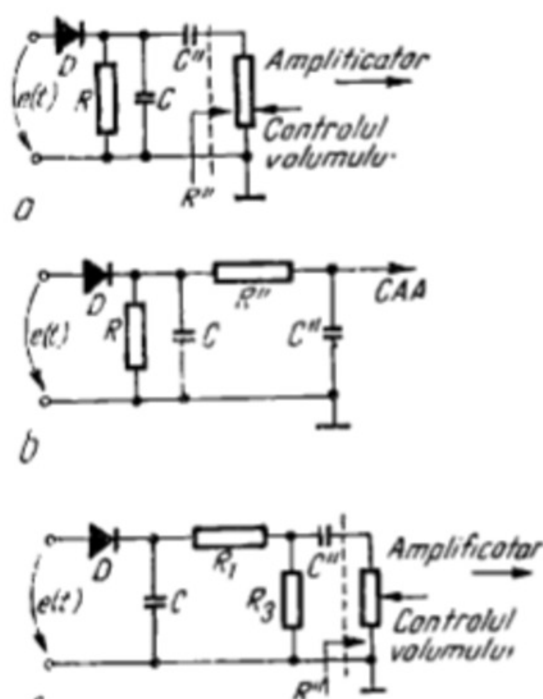


Fig. A. 17.4

● **Distorsiuni determinate de limitarea inferioară a semnalului.** O altă sursă de distorsiuni o reprezintă *sarcina pe care lucrează detectorul.* Ieșirea detectorului poate fi cuplată printr-un condensator (care blochează componenta continuă) la un amplificator (fig. A.17.4, *a*) sau printr-un filtru trece-jos (care nu păstrează decît componenta continuă, proporțională cu amplitudinea purtătoarei la recepție) la un circuit de control automat al amplificării (fig. A.17.4, *b*). În ambele situații funcționarea detectorului la înaltă frecvență se modifică puțin dacă rezistența R'' este mai mare decît sau comparabilă cu R:

$$\eta_d = 1,\ R_i = \frac{1}{2} \cdot \frac{RR''}{R + R''} \gg R'. \tag{A.17.21}$$

Pentru semnalul demodulat, însă, modificarea este importantă deoarece circuitul prezintă la dreapta diodei D o impedanță în curent alternativ (frecvențe cuprinse între ω_m și ω_M, adică spectrul semnalului modulator $f(t)$)*

$$R_{ca} = \frac{RR''}{R + R''} < R = R_{cc} \tag{A.17.22}$$

mai mică decît rezistența acestuia de curent continuu, $R_{cc} = R$. Cu alte cuvinte, sînt favorizați curenții alternativi de frecvență joasă, în comparație cu curentul continuu, ceea ce poate duce la *limitarea inferioară a semnalului*. Ignorînd pentru moment distorsiunile de neurmărire, evitarea distorsiunilor provocate de această limitare impune, după cum se poate verifica ușor, un *grad de modulație limită*

$$m_{max} = \frac{R_{ca}}{R_{cc}} = \frac{R''}{R + R''} < 1. \tag{A.17.23}$$

Mărirea lui m_{max} nu se poate face prin reducerea lui R, deoarece se deteriorează eficiența detecției și începe să se facă simțită neliniaritatea diodei. Concomitent se reduce și selectivitatea etajului care atacă detectorul.

O variantă de cuplare a detectorului la amplificatorul de joasă frecvență este arătată în figura A.17.4, *c*. Aici $R_{cc} = R_1 + R_3$, $R_{ca} = R_1 + R_2R_3/(R_2 + R_3)$ și se poate calcula o valoare maximă a lui m

$$m_{max} = \frac{R_1 + R_2R_3/(R_2 + R_3)}{R_1 + R_3} = \left(1 + \frac{R_3^2}{R_1R_2 + R_1R_3 + R_2R_3}\right)^{-1} \tag{A.17.24}$$

* Condensatorul C'' se alege astfel încît să se comporte ca un scurtcircuit la $\omega = \omega_m$ (ω minim).

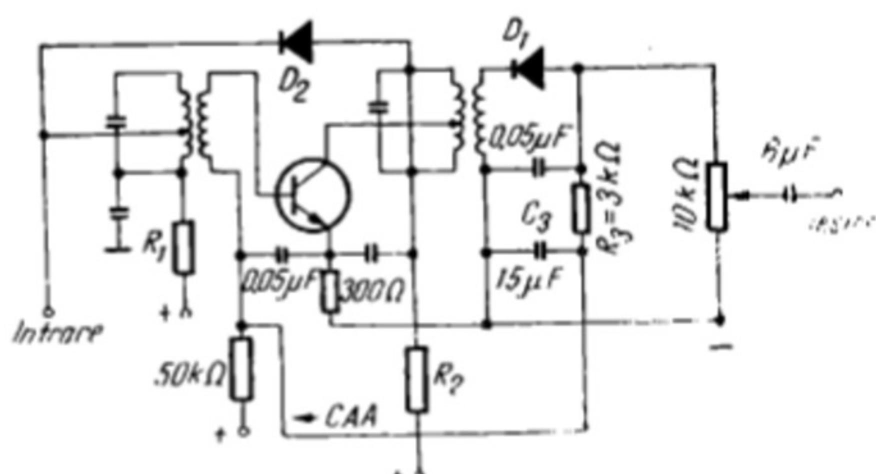


Fig. A. 17.5

care poate fi apropiată de unitate prin mărirea lui R_1 şi micşorarea lu R_3. Este necesară însă o amplificare suplimentară pentru a compensa atenuarea semnalului.

● Componenta continuă a semnalului demodulat poate fi folosită pentru **controlul automat al amplificării** *(CAA)*. Utilitatea unui circuit *CAA* într-un radioreceptor este aproape evidentă. Într-adevăr, nivelul semnalului la recepţie variază de la o staţie de emisie la alta şi, pentru aceeaşi staţie, variază cu condiţiile de propagare. Funcţionarea corectă a părţii de audiofrecvenţă a receptorului necesită însă o limitare a amplitudinii semnalului, concomitent cu posibilitatea amplificării semnalelor mici.

● Problema se rezolvă prin **controlul automat al amplificării de radiofrecvenţă, cu ajutorul unei tensiuni continue obţinute de la detector.**

În schema din figura A.17.5 această tensiune este separată prin filtrul trece-jos format din R_3 şi C_3 $(\omega_m R_3 R_3/2\pi \gg 1)$ şi este folosită pentru reglajul curentului de emitor al tranzistorului. Cu creşterea amplitudinii semnalului de radiofrecvenţă această tensiune, negativă faţă de masă, creşte în modul şi curentul de emitor scade, ceea ce duce la scăderea lui h_{fe} şi scăderea amplificării.

● Totuşi *CAA* astfel implementat nu poate opera pe o plajă suficient de largă de intensităţi ale semnalului, deoarece polarizarea de curent continuu nu poate fi modificată în limite prea mari. O îmbunătăţire a *CAA* se realizează folosind şi un **control cu prag,** care să intre în acţiune, reducînd amplificarea, numai după ce amplitudinea semnalului a devenit suficient de mare. În schema din figura A.17.5 acest lucru este realizat cu ajutorul diodei D_2, care se deschide la nivel mare de semnal şuntînd transformatorul de intrare. La nivel mic de semnal dioda D_2 este blocată de diferenţa între căderile de tensiune pe R_1 şi R_2.

Coli de tipar: 30.
Format: 16/70×100.
Bun de tipar: 10. XII. 1982.
Ediţia: 1982. Nr. de plan: 9305.



Întreprinderea Poligrafică Cluj
B-dul Lenin Nr. 146
Municipiul Cluj-Napoca
Republica Socialistă România
Comanda Nr. 366.

DISPOZITIVE ŞI CIRCUITE ELECTRONICE

Lei 46